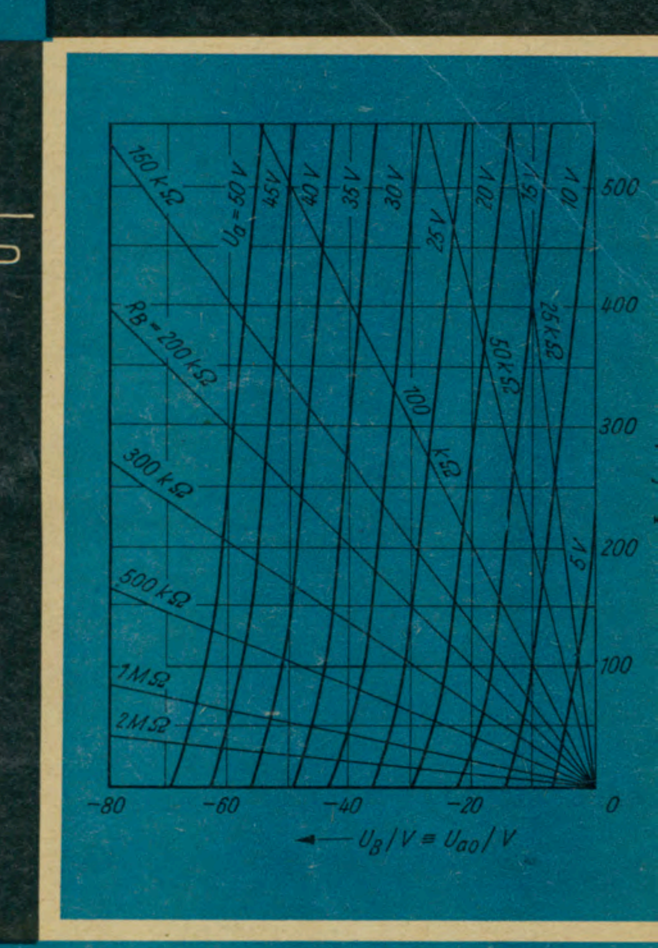
69

DER PRAKTISCHE FUNKAMATEUR



Willfried Schurig

Kennlinien elektronischer Bauelemente

Teil I — Elektronenröhren

Der praktische Funkamateur · Band 69

Kennlinien Teil I — Elektronenröhren

WILLFRIED SCHURIG

Kennlinien elektronischer Bauelemente

Teil I · Elektronenröhren



DEUTSCHER MILITÄRVERLAG

Redaktionsschluß: 10. März 1967

Inhaltsverzeichnis

Vorwort

Die vorliegende Broschüre entstand in der Absicht, dem Leser die Anwendung von Kennlinien der Elektronenröhren an einigen Beispielen zu erläutern. Sie soll zeigen, daß relativ einfache grafische Methoden in Verbindung mit geringem mathematischem Aufwand Abschätzungen über Arbeitsbereich und Wirkung der Elektronenröhren ermöglichen.

Der ernsthafte Amateur unterscheidet sich vom Bastler durch sein Wollen, eigene Gedanken zu verwirklichen. Oftmals scheitert die Entwicklung von eigenen Schaltungen jedoch daran, daß er einfache Zusammenhänge nicht kennt. Die Broschüre soll Anregung für selbständige Überlegungen geben. Sie kann dabei das umfangreiche Gebiet nur streifen; deshalb wurde ein ausführliches Literaturverzeichnis beigefügt, außerdem sind mehrfach Hinweise auf umfangreichere Spezialliteratur gegeben.

Es ist vorgesehen, dieser Broschüre zwei weitere über die Auswertung von Dioden- und Transistorkennlinien folgen zu lassen.

Radeberg, den 15. Januar 1967 *Willfried Schurig*

1. Allgemeine Betrachtungen zu Kennlinien

1.1. Entstehung und Darstellung im Koordinatensystem

Ein sehr einfach gewähltes Beispiel zeigt anschaulich das Entstehen und die Möglichkeit der grafischen Darstellung von Kennlinien elektronischer Bauelemente. Die Schaltungsanordnung in Bild 1 erlaubt, an den Widerstand R bestimmte Spannungen U (durch Umschalten des Schalters S auch mit entgegengesetzter Polarität) anzulegen. Der dabei über dem Strommesser auftretende Spannungsabfall soll zunächst im Verhältnis zum Spannungsabfall über R vernachlässigbar klein sein. Für jede Spannung U ergibt sich dann ein bestimmter Strom I. Beide Werte lassen sich etwa in der folgenden Form in einer Wertetabelle (Tabelle 1) zusammenstellen, wobei jeweils einander zugehörige Wertepaare untereinanderstehen. Zwischen der am Potentiometer eingestellten Spannung U (Spannungsabfall über R) und dem durch R fließenden Strom I besteht der bekannte Zusammenhang

$$I = \frac{U}{R} = \frac{1}{R} \cdot U. \qquad (1.1)$$

Dies läßt sich grafisch unter Verwendung der Wertepaare aus Tabelle 1 darstellen (Bild 2). Hierzu sind zwei mit einer bestimmten Teilung (Maßstab) versehene, senkrecht zueinanderstehende Achsen (Koordinaten) zu zeichnen; in diesem Beispiel eine Koordinate für die Spannungswerte und eine Achse für die

Tabelle 1
Wertetabelle für die Strom/Spannungs-Kennlinie von R

U [V]	−10	−8	−6	−4	−2	0	+2	+4	+6	+8	+10
I [mA]	−10	−8	−6	−4	−2	0	+2	+4	+6	+8	+10

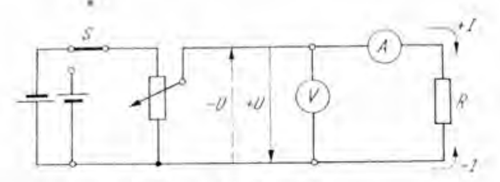


Bild 1 Meßschaltung zur Aufnahme der Kennlinie des Widerstands R (Volt- und Amperemeter mit Nullanzeige in Skalenmitte)

Bild 2 Koordinatensystem mit eingezeichneter Kennlinie für R = 1 kΩ

Stromwerte. Beide Koordinaten schneiden sich im Nullpunkt. Dieser Schnittpunkt erhält die Bezeichnung *Koordinatenursprung*. Vom Koordinatenursprung ausgehend, trägt man nach rechts und oben die positiven sowie nach links und unten die negativen Zahlenwerte auf. Im gewählten Beispiel wird durch die Potentiometereinstellung der Spannungswert vorgegeben. Die Spannung U ist damit *unabhängig* veränderlich. Der Stromfluß durch den Widerstand hängt entsprechend Gl. (1.1) von der eingestellten Spannung ab. Der Strom ist damit *abhängig* veränderlich. Ein Blick auf Gl. (1.1) zeigt, daß die abhängig Veränderliche isoliert auf der linken Seite, die unabhängig Veränderliche zusammen mit dem konstanten Widerstandswert auf der rechten Seite steht. Ganz allgemein: Der Strom I (abhängig Veränderliche) ist eine Funktion der Spannung U (unabhängig Veränderliche)

$$I = f(U). \tag{1.2}$$

Im Koordinatensystem sind im allgemeinen die Werte für die unabhängig Veränderliche auf der waagrecht verlaufenden Koordinate (*Abszisse*), die Werte für die abhängig Veränderliche auf der senkrecht verlaufenden Koordinate (*Ordinate*) aufgetragen. Die Kennlinie für den Widerstand R ergibt sich schließlich durch Aufsuchen der zu den jeweiligen Spannungswerten gehörenden Stromwerte (Wertepaare in Tabelle 1). So gehört z. B. zu U = 6 V ein Stromwert I = 6 mA. Der Schnittpunkt der Senkrechten durch 6 V und der Waagrechten durch 6 mA ergibt den gesuchten Kennlinienpunkt. Bei z. B. U = — 4 V beträgt I = —4 mA. Damit steht ein weiterer Kennlinienpunkt fest. Diese Bestimmung von Kennlinienpunkten läßt sich mit den Wertepaaren der Tabelle 1 beliebig fortsetzen. Die Verbindung aller auf diese Weise gewonnenen Punkte durch eine Kurve führt zu der gesuchten Kennlinie des Widerstands R.

Für eine rationelle Arbeitsweise genügt es dabei, nur so viele Punkte im Koordinatensystem zu ermitteln, wie unbedingt zum Zeichnen erforderlich sind. Zeigt die Kennlinie — wie im gewählten Beispiel — einen linearen Verlauf, dann reichen bereits zwei möglichst weit auseinanderliegende Punkte aus. Zur Kontrolle sind noch 2 oder 3 Werte einzuschieben. Eine gute

Kontrollmöglichkeit bietet sich auch bei Beachtung der physikalischen Zusammenhänge. So kann durch einen Widerstand ohne äußere angelegte Spannung kein Strom fließen. Seine Strom/Spannungs-Kennlinie muß durch den Nullpunkt beider Koordinaten laufen.

Zum Aufbau eines Koordinatensystems sind noch einige Bemerkungen erforderlich.

Im gewählten Beispiel entstand das Koordinatensystem aus 2 linear geteilten Koordinaten, dessen Ursprung im Nullpunkt beider Koordinaten lag (Bild 3). Das Koordinatensystem erhält dadurch 4 Bereiche, sogenannte *Quadranten*, die, entgegengesetzt dem Uhrzeigersinn, mit dem rechten oberen Quadranten beginnend, mit römischen Ziffern von I bis IV fortlaufend numeriert werden. Die nachfolgende Übersicht (Tabelle 2) erlaubt eine sofortige Aussage, in welchem Quadranten der Kennlinienpunkt eines beliebigen Wertepaars liegen muß.

Da entsprechend Gl. (1.1) für einen Ohmschen Widerstand stets für unabhängig und abhängig Veränderliche gleiche Vorzeichen gelten, kann die Kennlinie nur im I. und im III. Quadranten verlaufen.

In sehr vielen praktischen Fällen genügen 1 oder 2 Quadranten zur vollständigen Darstellung der Kennlinie.

So interessiert z. B. der Zusammenhang zwischen Anodenstrom und Anodenspannung (I_a/U_a-Kennlinie) einer Verstärkerröhre nur für positive Strom- und Spannungswerte. Zur grafischen Darstellung reicht entsprechend Tabelle 2 der I. Quadrant aus.

Vielfach interessieren Zusammenhänge in größerer Entfernung

Tabelle 2

Quadrant	Abszisse (waagrechte Koordinate)	Ordinate (senkrechte Koordinate)
I	+	+
II	—	+
III	—	—
IV	+	—

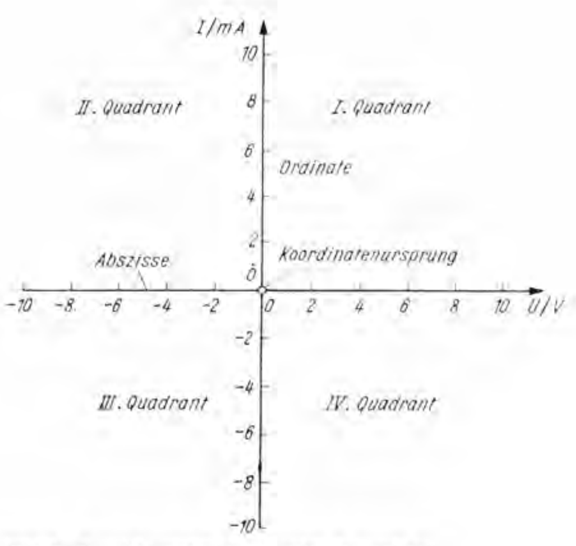


Bild 3 Bezeichnungen im Koordinatensystem

vom Nullpunkt einer oder beider Koordinaten. Ein Koordinatensystem mit dem Schnittpunkt im Nullpunkt beider Koordinaten ergibt eine unzweckmäßige Darstellung. Ein Beispiel dafür zeigt Bild 4. Hier wurde der Zusammenhang zwischen der Verstärkung einer durch einen Parallelschwingkreis gekoppelten ZF-Verstärkerstufe in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen. Während in Bild 4a der Koordinatenursprung im Nullpunkt beider Koordinaten liegt und damit die Grafik ohne Aussage bleibt, wurde in Bild 4b der Schnittpunkt der Ordinate mit der Abszisse in einen Punkt nahe der Zwischenfrequenz verlegt. Jetzt eignet sich die Darstellung für eine weitere Auswertung. Man kann noch einen Schritt weitergehen und die Zwischenfrequenz als neuen Schnittpunkt mit der Ordinate festlegen (Bild 4c).

In einigen Fällen ergibt die Verwendung *normierter Maßstäbe* aussagekräftigere Darstellungen. In solchen Darstellungen wird

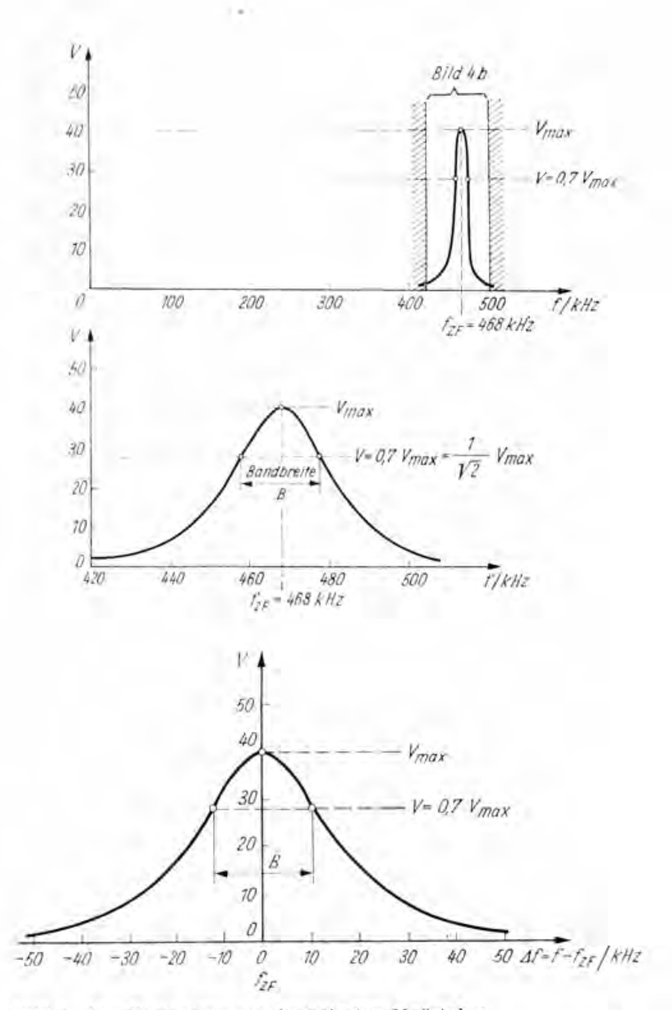


Bild 4 Zur Wahl eines zweckmäßigsten Maßstabs; a — ungeeignete Darstellung ohne genügende Aussagekraft, b — geeigneterer Maßstab für die Abszisse ermöglicht bessere Aussage über Kennlinienverlauf, c — weitere Veränderung des Maßstabs der Abszisse bringt noch bessere Aussage über Symmetrieverhalten

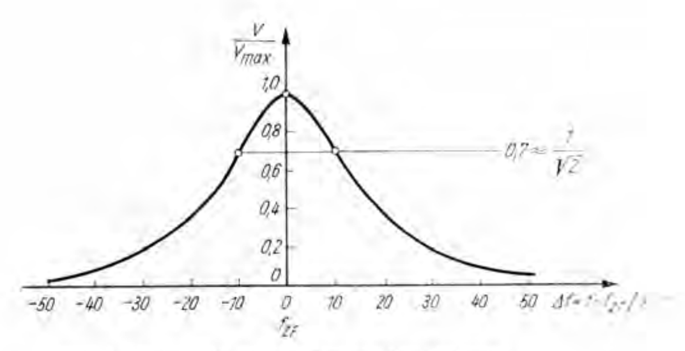


Bild 5 Normierte Darstellung auf der Ordinate

nicht der eigentliche Meßwert, sondern sein Verhältnis zu einer vorgegebenen Normalgröße bestimmt und aufgetragen. Man kann dabei nur eine Koordinate oder auch beide Koordinaten zweckmäßig normieren. Auch hierfür ein Beispiel zur Erläuterung (Bild 5).

Für die Normierung der Ordinate wählt man zweckmäßig im vorliegenden Fall die maximale Verstärkung der Stufe als Normal und bezieht alle anderen Meßwerte der abhängig Variablen auf diesen Wert. Analog könnte noch eine Normierung der Abszisse erfolgen. Derart normierte Darstellungen spielen besonders bei Berechnung von Filtern eine wesentliche Rolle. Auch in der vorliegenden Broschüre wird gelegentlich von dieser Darstellungsform Gebrauch gemacht.

Besonders bei Kennlinienverläufen über größere Bereiche (mehrere Zehnerpotenzen) bieten nichtlineare Teilungen einer oder beider Koordinaten Vorteile. Im Prinzip kann jede beliebige Teilung verwendet werden. Als sehr zweckmäßig erweisen sich *logarithmische Maßstäbe*, wobei nur eine oder beide Koordinaten logarithmisch geteilt sein können (einfach oder doppelt logarithmische Teilung — Bild 6). Es muß noch darauf hingewiesen werden, daß der Nullpunkt einer logarithmisch geteilten Koordinate im Unendlichen liegt und negative Werte nicht existieren (Bild 7).

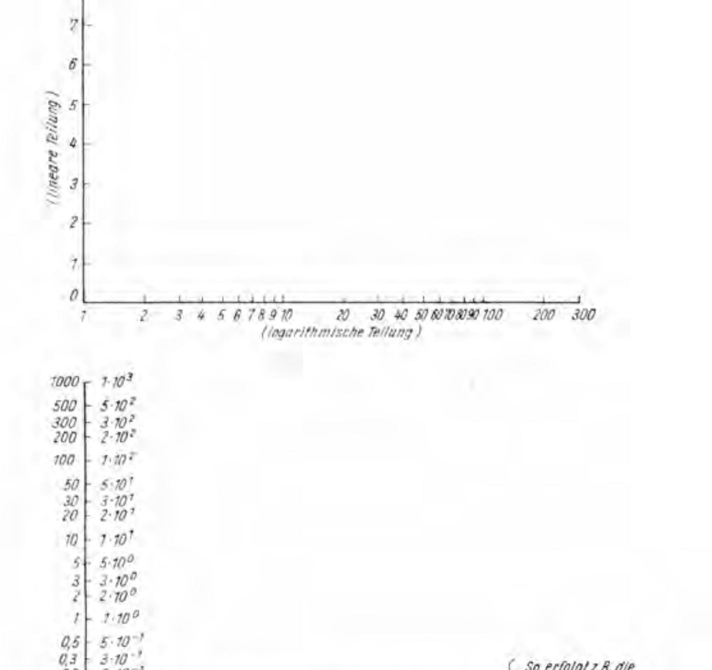


Bild 6 Koordinaten mit logarithmischer Teilung; a — einfach logarithmische Teilung, b — doppelt logarithmische Teilung mit Beispielen für die Wahl des Bereichs bei logarithmisch geteilten Feinpapieren

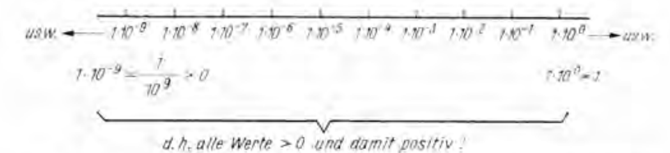


Bild 7 Zur Erläuterung der stets positiven Werte eines logarithmischen Maßstabs. Er kann nach links unendlich kleine Werte, nach rechts unendlich große Werte annehmen; sie sind jedoch stets > 0 und damit positiv!

Bei der Wahl der Teilungen gilt stets der Grundsatz, die eingetragene Kennlinie soll etwa im Winkel von 45° durch das Bild laufen bzw. den zur Verfügung stehenden Platz gut ausfüllen. Der Sinn der Kennlinie besteht in ihrer Anschaulichkeit und der Möglichkeit der grafischen Auswertung. Dazu benötigt man übersichtliche Darstellungen, die auch nach der Auswertung (Einzeichnen zusätzlicher Linien, Beschriftung usw.) noch übersichtlich und verständlich sein müssen.

Die beschriebenen Koordinatensysteme (*kartesische Koordi-*

Bild 8
Darstellung einer Kennlinie in Polarkoordinaten. Die Polarachse kann auch logarithmisch geteilt sein

natensysteme) bieten nicht die einzige Möglichkeit zur grafischen Darstellung von Zusammenhängen zwischen 2 Veränderlichen. Besonders für Betrachtungen bei Wechselströmen eignen sich *Polarkoordinaten* (Bild 8). Jeder Punkt wird in einem solchen Koordinatensystem durch seinen Abstand r vom Pol und seinen Winkel φ zur Bezugsrichtung (Polarachse) eindeutig festgelegt. Eine entsprechende Wertetabelle würde als Wertepaare Abstände (z. B. Widerstandsbeträge) und Winkel (z. B. Phasenverschiebungen) enthalten, die durch geeignete Meßanordnungen zu bestimmen sind.
Vielfach interessieren Zusammenhänge und die zugehörige grafische Darstellung für mehr als 2 veränderliche Größen. So hängt z. B. der Anodenstrom I_a durch eine Triode sowohl von der angelegten Anodenspannung U_a als auch von der Spannung U_g am Steuergitter ab. Allgemein ausgedrückt interessiert der Zusammenhang

$$I_a = f(U_a, U_g). \qquad (1.3)$$

Im ebenen Koordinatensystem mit 2 Koordinaten können die Gl. (1.3) realisierende Kennlinien nicht als ein zusammenhängender Kurvenzug gezeichnet werden. Trotzdem läßt sich Gl. (1.3) grafisch in der Ebene darstellen. Das zeigt wiederum das eingangs gewählte Beispiel. Als R enthält die Schaltung jetzt einen veränderlichen Widerstand (Regelwiderstand) — (Bild 9). Der Strom durch R ist damit von der eingestellten Spannung und der Einstellung des Regelwiderstands abhängig, d. h.,

$$I = f(U, R), \quad R \neq \text{const!} \qquad (1.4)$$

Für ein fest vorgegebenes R ergab sich eine eindeutig festliegende Kennlinie, deren Anstieg dem Widerstandswert umge-

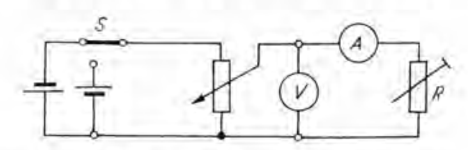


Bild 9 Meßschaltung zur Aufnahme der Strom/Spannungs-Kennlinien für verschiedene R

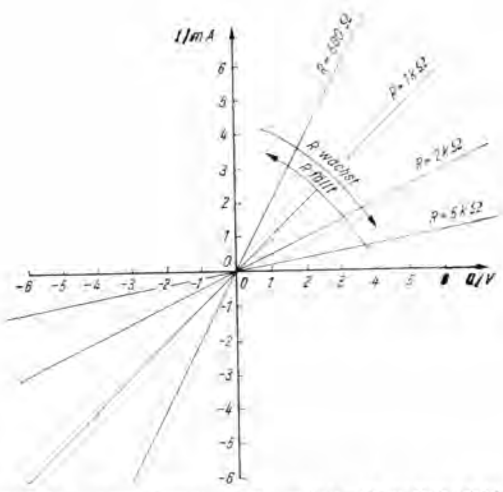


Bild 10 Strom/Spannungs-Kennlinie (Kennlinienfeld mit Kennlinienschar) für einen regelbaren Ohmschen Widerstand

kehrt proportional war (großer Widerstand – kleiner Anstieg, d. h. flacher Kennlinienverlauf; kleiner Widerstand – großer Anstieg, d. h. steiler Kennlinienverlauf). Von dieser Kennlinie für einen festen Widerstandswert ausgehend, lassen sich analog die Kennlinien für beliebige Widerstandswerte aufnehmen. Für die Aufnahme einer Kennlinie – und das sei nochmals betont – muß allerdings die Einstellung des Regelwiderstands konstantgehalten werden. Die Einstellung des Regelwiderstands – der Widerstandswert – wird damit zum *Parameter*. Die derart für verschiedene Widerstandswerte ermittelten Kennlinien werden in bekannter Weise in ein Koordinatensystem eingetragen und an jeder einzelnen Kennlinie der Widerstandswert (er bestimmt die Steilheit) als Parameter angetragen (Bild 10). Aus einer einzelnen Kennlinie entsteht damit ein *Kennlinienfeld* mit einer *Kennlinienschar*.

1.2. Auswertung von Kennlinien

Neben ihrer Bedeutung als anschauliche grafische Darstellung eines bestimmten mathematischen (physikalischen) Zusammenhangs gestatten vorgegebene Kennlinien eine überschlägige grafische Lösung für verschiedene Anwendungsmöglichkeiten und ersparen oft umständliche Berechnungen. Natürlich haben die auf grafischem Wege gewonnenen Lösungen nur relative Genauigkeit, die man stets abschätzen muß. Außerdem stellen die von den Bauelementeherstellern für ihre Erzeugnisse angegebenen Kennlinien eine bestimmte Idealisierung dar, von denen die einzelnen Exemplare im Rahmen der zulässigen Toleranzen abweichen können.

Bei vorgegebenen Kennlinien sind weiterhin alle Angaben zu berücksichtigen; das gilt besonders für zusätzlich angeführte Parameter und für Einschränkungen. Außerdem muß die Bedeutung der angegebenen Größen und Maßstäbe völlig klar sein, bevor eine Auswertung vorgenommen wird. Oftmals sind infolge noch nicht ausreichender Standardisierung (insbesondere gilt das bei der Benutzung älterer oder ausländischer Unterlagen) für gleichlautende Formelzeichen, Formeln und Größen abweichende Definitionen gültig.

1.3. Hinweise für die Aufnahme und das Anfertigen von Kennlinien

In der Regel wird der Leser vorgegebene Kennlinien auswerten. Er kann aber auch in die Lage kommen, für bestimmte Bauelemente selbst Kennlinien anfertigen zu müssen. Dazu einige Hinweise:

Zuerst gilt es, eine geeignete Meßschaltung auszuwählen. Dabei sind eventuelle, die Messung beeinflussende Fehler abzuschätzen. Wie oft bleibt z. B. unberücksichtigt, daß jedes Meßinstrument innerhalb vom Hersteller auf der Skala angeführter Fehlergrenzen Anzeigefehler aufweisen darf. Die Einteilung in die Genauigkeitsklassen und die für jede Klasse maximal zulässigen Fehler enthält Tabelle 3. Die prozentuale Fehlerangabe

Tabelle 3

Genauigkeitsklassen von Meßinstrumenten
nach TGL 19472 Bl. 2

Genauigkeitsklasse	zulässiger Fehler in %
0,1	± 0,1 %
0,2	± 0,2 %
0,5	± 0,5 %
1,0	± 1,0 %
1,5	± 1,5 %
2,5	± 2,5 %
5,0	± 5,0 %

(Die Genauigkeitsklasse wird als Zahlenwert auf der Instrumentenskala vom Hersteller angegeben)

bezieht sich dabei auf den Vollausschlag. Beträgt der Vollausschlag eines Instruments der Klasse 5,0 (entspricht nach Tabelle 3 ± 5%) 100 mA, so darf über den gesamten Meßbereich ein Fehlausschlag von maximal ± 5 mA erfolgen. Bei Vollausschlag (100 mA) kann der Strom demnach zwischen 95 mA und 105 mA liegen, bei 20 mA Ausschlag entsprechend zwischen 15 mA und 25 mA. Die Genauigkeit der Anzeige wächst also mit zunehmendem Ausschlag! Durch Auswahl von Instrumenten mit geeignetem Meßbereich, durch Meßbereichsumschaltung oder Meßbereichserweiterung sollte man das Ablesen im ersten Skalendrittel möglichst umgehen.
Weiterhin sei daran erinnert, daß über jedem Strommesser ein Spannungsabfall auftritt und durch jedes Voltmeter ein geringer Strom fließt. Daraus folgt die Forderung, möglichst

niederohmige Strommesser und
hochohmige Spannungsmesser

einzusetzen. Bild 11 gibt dafür einige Erläuterungen.
Für viele Anwendungsfälle wurden deshalb spezielle Meßschaltungen entwickelt, die solche Fehler ausschließen, kompensieren oder eine gute Abschätzung ihres Einflusses auf das

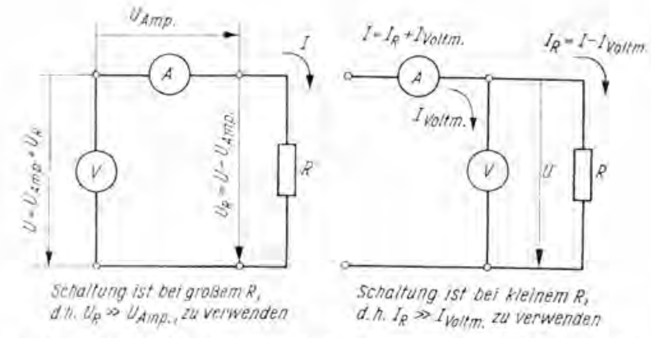


Bild 11 Meßfehler, hervorgerufen durch den Eigenverbrauch der Meßwerke; a — Spannungsabfall über dem Strommesser, b — Stromfluß durch den Spannungsmesser

Meßergebnis zulassen. Ein einfaches Verfahren, das sich aus Bild 11a ableiten läßt, sei kurz erläutert.

Der Spannungsabfall über dem Amperemeter wurde bei der bisherigen Betrachtung vernachlässigt. Für den Widerstand R ergab sich damit eine zu flache Kennlinie, da der Instrumentenwiderstand mit dem Widerstand der Schaltung und damit den Anstieg der Kennlinie von R bestimmte. Bei bekanntem Instrumentenwiderstand R_{Amp} läßt sich mit

$$U_{Amp} = I \cdot R_{Amp} \tag{1.5}$$

sehr einfach für jedes I der zugehörige Spannungsabfall U_{Amp} über dem Amperemeter ermitteln. Die grafische Darstellung dieses Zusammenhangs ergibt die gestrichelt gezeichnete Kennlinie in Bild 12a. Sie läuft sehr steil, da R_{Amp} entsprechend der für Strommesser aufgestellten Forderung sehr klein sein soll. Das Amperemeter bildet mit dem zu messenden Widerstand eine Reihenschaltung. Über R liegt daher die Spannung

$$U_R = U - U_{Amp}. \tag{1.6}$$

Von der ohne Berücksichtigung des Spannungsabfalls über dem Strommesser aufgenommenen Kennlinie ist der sich für die jeweiligen Ströme mit Gl. (1.5) ergebende Spannungsabfall abzuziehen. Grafisch wird deshalb von der ursprünglich ermit-

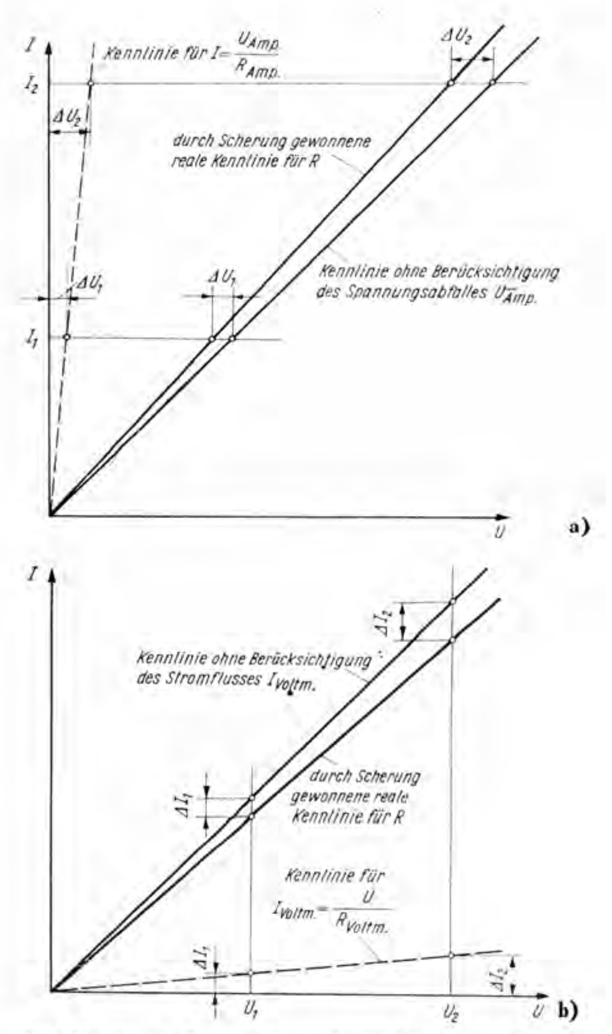


Bild 12 Ausschalten von bekannten Fehlern durch Scherung;
a — Berücksichtigung des Spannungsabfalls über dem Strommesser, b — Berücksichtigung des Stromflusses durch den Spannungsmesser

telten Kennlinie durch *Scherung* mit der Instrumentenkennlinie die reale Kennlinie des Widerstands (ganz allgemein des Meßobjekts) gewonnen. Die praktische Durchführung zeigt Bild 12a. Von der ursprünglichen Kennlinie zieht man (bei einem bestimmten Strom) den Spannungsabfall über dem Amperemeter ab und erhält auf diese Weise neue Kennlinienpunkte, deren Verbindung die reale Kennlinie darstellt. Diese neue Kennlinie verläuft steiler, da der zusätzlich in Reihe liegende Instrumentenwiderstand unberücksichtigt bleibt.

Eine analoge Betrachtung läßt sich für die in Bild 11b gezeigte Schaltung durchführen. Der durch das Voltmeter fließende Strom täuscht für den parallelliegenden Widerstand R einen zu kleinen Wert vor. Die Kennlinie verläuft bei dieser Meßschaltung zu steil! In das Koordinatensystem zeichnet man wiederum die Kennlinie des Instruments entsprechend der Beziehung

$$I_{Voltm} = \frac{U}{R_{Voltm}} \qquad (1.7)$$

ein (Bild 12b). Sie verläuft sehr flach, da für Voltmeter ein großer innerer Widerstand gefordert wird. Die reale Kennlinie ergibt sich gleichfalls durch Scherung.

Es ist daher zweckmäßig, wenn man die benutzte Meßschaltung mit ihren genauen Daten auf dem gewonnenen Kennlinienblatt oder als Anhang dazu festhält. Das gleiche gilt auch für die Daten des Meßobjekts.

Beim Messen selbst sollte zuerst einmal der gesamte Meßbereich (unter Berücksichtigung eventuell einzuhaltender Grenzwerte!) „durchfahren" werden. Das erleichtert die Wahl des Maßstabs. Man spart unnötige Arbeit, wenn nicht nur ein mechanisches Einzeichnen der gewonnenen Meßpunkte erfolgt, sondern gleichzeitig für jeden Meßpunkt die physikalische Realität betrachtet wird.

Bei einiger Übung kann der Zwischenschritt über eine aufgestellte Wertetabelle entfallen. Die Meßpunkte werden sofort in das Koordinatensystem eingetragen. Man erkennt dadurch leicht die Gebiete der Kennlinie, die starke Krümmungen aufweisen, und kann an diesen Stellen durch enger beieinanderliegende Meßpunkte den Kurvenverlauf exakter erfassen.

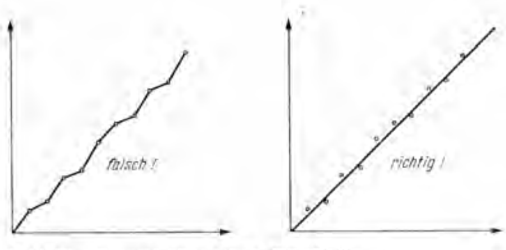


Bild 13 Einzeichnen einer Kennlinie

Selbstverständlich haften den gemessenen Wertepaaren Fehler verschiedener Art an. So ergeben sich Ablesefehler, Fehler durch die Einstellung, und teilweise treten die bereits erwähnten Fehler der Meßanordnung beim Einzeichnen der Punkte auf. Der Verlauf der Kennlinie von einem Punkt zum anderen würde nicht der Realität entsprechen. Sie ist deshalb zügig etwa als Mittelwert durch die gefundenen Meßpunkte zu zeichnen, wobei die schon mehrfach erwähnten physikalischen Realitäten unbedingt zu berücksichtigen sind. So muß z. B. die Kennlinie des Ohmschen Widerstands durch den Koordinatenursprung gehen, wenn sich die Koordinaten in ihren Nullpunkten schneiden (Bild 13). Für die grafische Darstellung eignet sich handelsübliches Millimeterpapier. Auch Feinpapiere mit einfach oder doppelt logarithmisch geteiltem Koordinatensystem in verschiedenen Maßstäben sind im Fachhandel erhältlich. Sie sollen möglichst radierfest sein. Arbeiten Sie niemals mit Kopier- oder Farbkopierstiften! Selbstverständlich tragen farbige Eintragungen oft zur Übersichtlichkeit bei.

2. Die Diode

2.1. Die statische Kennlinie der Diode

Für die Emission einer Glühkatode gilt allgemein der Zusammenhang

$$I_s = f(T_k). \qquad (2.1)$$

Das zeigt, daß der Sättigungsstrom I_s, d. h. der maximal von der Katode abgegebene Elektronenstrom, von der Katodentemperatur T_k abhängig ist. Normale Betriebstemperatur der Katode vorausgesetzt (richtige Heizspannung bzw. richtiger Heizstrom!), besitzen moderne Oxidkatoden einen so hohen Sättigungsstrom, daß er im Betrieb innerhalb der Grenzwerte der Röhre niemals erreicht wird. Die Emission der Katode hat damit keinen Einfluß auf die Strom/Spannungs-Kennlinie der Diode. Aus Gl. (2.1) folgt deshalb unter normalen Betriebsbedingungen keine Aussage über das Strom/Spannungs-Verhalten der Röhre. Es soll daher nachfolgend die Abhängigkeit des Anodenstroms I_a von der Anodenspannung U_a, d. h. die Kennlinie

$$I_a = f(U_a)\,, \qquad (2.2)$$

untersucht werden, wobei die Anodenspannung U_a positive und negative Werte annehmen kann. Der sich dabei ergebende Zusammenhang (I_a/U_a-Kennlinie der Diode) ist in Bild 14 dargestellt. Deutlich lassen sich drei Gebiete erkennen

— das Sättigungsgebiet,
— das Anlaufstromgebiet,
— das Raumladungsgebiet.

Das Sättigungsgebiet zeichnet sich durch einen konstanten, von der Anodenspannung unabhängigen Strom aus, d. h., alle von der Katode bei einer bestimmten Betriebstemperatur emittierenden Elektronen werden durch das elektrische Feld zwischen Anode und Katode zur Anode geführt. Ihre Zahl läßt

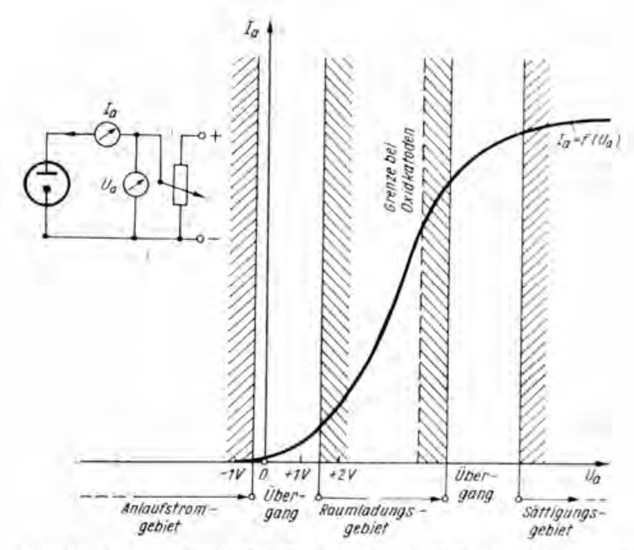


Bild 14 I_a/U_a-Kennlinie einer Diode (Beachte: Der Spannungsmaßstab verläuft nicht linear; der Anlaufstrom wurde im Verhältnis zum Sättigungsstrom übertrieben hoch eingezeichnet.)

sich durch Steigern der Anodenspannung nicht vergrößern. Das Sättigungsgebiet wird bei Oxidkatoden im Dauerbetrieb nicht erreicht. Die hohe Emissionsfähigkeit der Oxidkatode liefert bei normalen Betriebstemperaturen Sättigungsströme solcher Stärke, daß sowohl die Katode als auch die Anode infolge des durchfließenden Stromes in kurzer Zeit zerstört würden.

Das Anlaufstromgebiet liegt im Bereich schwach negativer Anodenspannungen. Es ergibt sich aus der Tatsache, daß die mit einer bestimmten Geschwindigkeit aus der Katode austretenden Elektronen in der Lage sind, gegen ein schwaches, ihre Bewegung hemmendes Feld anzulaufen.

Der Anlaufstrom sinkt bei Anodenspannungen $U_a < -1$ V auf den Wert Null.

Die im Anlaufstromgebiet fließenden sehr kleinen Ströme ermöglichen nur in wenigen Spezialfällen ein Ausnutzen dieses

Kennlinienteils. Auch der Kennlinienteil mit Sättigungscharakter wird nur bei einigen Spezialröhren (z. B. Rauschdioden mit direkt geheizter Wolframkatode) genutzt.

Für die Anwendung der Elektronenröhren stellt das Raumladungsgebiet den wichtigsten Teil der Kennlinie dar. Bei einer Anodenspannung $U_a \geqq 0$ emittiert die geheizte Katode den Sättigungsstrom. Bei ausreichend hoher positiver Anodenspannung (im Sättigungsgebiet) fliegen — beschleunigt durch das elektrische Feld — alle von der Katode emittierten Elektronen zur Anode. Verringert man die positive Anodenspannung, dann erreichen nur die mit hoher Geschwindigkeit aus der Katode austretenden Elektronen die Anode, während die langsamer austretenden die Katode als „Raumladungswolke" umgeben. Diese Raumladungswolke hat negatives Potential, schirmt die Katode vom positiven Anodenpotential ab und treibt damit die nachfolgend emittierten Elektronen teilweise auf die Katode zurück (Bild 15). Zwischen negativer Raumladung und positiver Ladung auf der Anode stellt sich ein Gleichgewichtszustand derart ein, daß sich Raumladung und Ladung auf der Anode etwa kompensieren:

$$| Q_a | = | Q_r | . \tag{2.3}$$

Damit wird der Raum zwischen Katode und Raumladungswolke praktisch feldfrei. Wandern Elektronen von der Raumladungswolke zur Anode, dann ist das Gleichgewicht gestört, und gleichviele Elektronen gelangen von der Katode in die Raumladungswolke (Bild 16). Aus dieser Gleichgewichtsbedin-

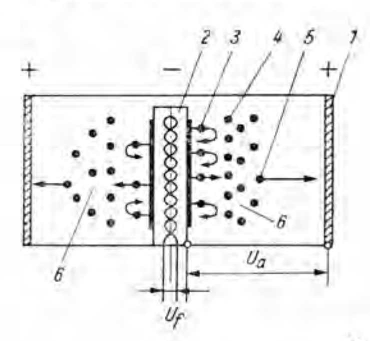


Bild 15
Querschnitt durch eine Diode mit negativer Raumladungswolke; 1 — Anode, 2 — Katode, 3 — auf die Katode zurückgedrängtes Elektron, 4 — Elektron in der Raumladungswolke, 5 — zur Anode fliegendes Elektron, 6 — negative Raumladungswolke

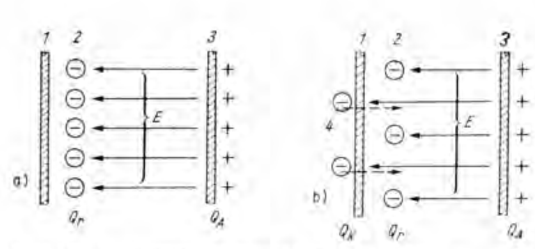


Bild 16 Ladungsgleichgewicht in der Röhre; a — $|Q_a| = |Q_r|$, b — $|Q_a| > |Q_r|$; 1 — (negative) Katode, 2 — Elektronen der Raumladungswolke, 3 — (positive) Anode, 4 — Elektronen, die durch das nicht kompensierte Feld aus der Katode austreten und in die Raumladungswolke vordringen

gung kann man den Zusammenhang (2.2) für das Raumladungsgebiet ableiten. Es ergibt sich die bekannte Beziehung

$$I_a = K \cdot U_a^{\frac{3}{2}}, \tag{2.4}$$

wobei K eine konstruktionsbedingte Röhrenkonstante darstellt. Aus (2.4) geht eindeutig hervor, daß im Raumladungsgebiet der Anodenstrom der Diode von der Anodenspannung abhängt und durch diese gesteuert werden kann. Legt man an die Diode verschiedene Anodengleichspannungen und mißt man die jeweils fließenden Anodenströme, so ergibt sich die in Bild 14 gezeigte statische — d. h. mit Gleichspannung ohne äußere Kreiselemente gemessene — I_a/U_a-Kennlinie.

Im allgemeinen Betriebsfall liegt jedoch an der Diode eine mit einer Wechselspannung überlagerte Gleichspannung, wobei die Gleichspannungskomponente U_{a_0} auch den Wert Null annehmen kann (Bild 17). Die Röhre wird bei diesem dynamischen Betrieb ständig entlang eines bestimmten Teiles ihrer I_a/U_a-Kennlinie ausgesteuert.

Die Beziehung (2.4) (wir wollen dabei nur noch das hier interessierende Raumladungsgebiet betrachten und dafür festlegen $I_a = 0$ für $U_a \leq 0$) ergibt bei Aussteuerung einen sich fortwährend ändernden Anodenstrom, der ebenfalls im allgemeinen

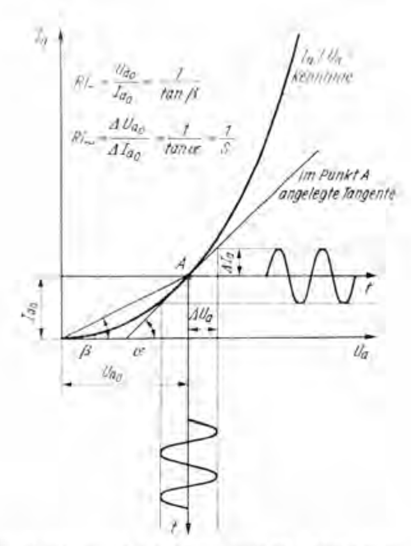


Bild 17 Ermittlung von Steilheit, Gleichstrom- und Wechselstrom-innenwiderstand der Diode aus der I_a/U_a-Kennlinie

Fall aus einer Gleichstromkomponente und der ihr überlagerten Wechselstromkomponente besteht.
Die Anodengleichspannung U_{a_0} bestimmt den Arbeitspunkt A mit dem durch die Beziehung (2.4) errechenbaren Anodenruhestrom

$$I_{a_0} = K \cdot U_{a_0}^{\frac{3}{2}}. \qquad (2.4a)$$

Der Quotient aus Anodengleichspannung und Anodenruhestrom ergibt den Gleichstromwiderstand der Diode im durch U_{a_0} festgelegten Arbeitspunkt.

$$R_{i_} = \frac{U_{a_0}}{I_{a_0}} = \frac{1}{\tan\beta}\,. \qquad (2.5)$$

(Beachte: Der Gleichstromwiderstand ist nicht mit dem als Innenwiderstand der Röhre bezeichneten Wechselstromwiderstand identisch!)
Steuert man die Kennlinie durch zusätzliches Anlegen einer

kleinen sinusförmigen Wechselspannung $u_{a\sim}$ um den Arbeitspunkt aus, kann die gekrümmte Diodenkennlinie im Arbeitspunkt und seiner Umgebung durch eine Gerade (Tangente) angenähert werden. Für den Anstieg der Tangente und damit für die Steilheit S der Diode im Arbeitspunkt gilt

$$S = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_a} = \tan \alpha. \tag{2.6}$$

Die Steilheit der Diode ist somit ein Maß für die Anodenstromänderung, hervorgerufen durch die Anodenspannungsänderung. Aus der gleichen Darstellung erhält man den Wechselstromwiderstand (Innenwiderstand) der Diode als Quotient (Differenzenquotient) von Spannungsänderung und Stromänderung. Kleine Aussteuerung vorausgesetzt, wird

$$R_{i\sim} = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} = \frac{1}{\tan \alpha}. \tag{2.7}$$

Steilheit und Innenwiderstand der Diode stehen in unmittelbarem Zusammenhang. Aus (2.6) und (2.7) folgt

$$S = \frac{1}{R_{i\sim}} \tag{2.8}$$

und schließlich (für die Diode!)

$$S \cdot R_{i\sim} = 1. \tag{2.8a}$$

Die Spannungsdifferenz ΔU_a und die Stromdifferenz ΔI_a sind sehr kleine, aber noch meßbare und grafisch darzustellende Größen. Der Fehler, der durch die Näherung mittels Tangente auftritt, bleibt klein, wenn Tangente und tatsächlicher Kurvenverlauf nur gering voneinander abweichen, d. h. wenn bei gekrümmten Kennlinien die Aussteuerung klein ist. Er verschwindet bei unendlich kleiner Aussteuerung und damit beim Übergang von der Differenzenrechnung zur Differentialrechnung. Die Differenzen ΔU_a und ΔI_a gehen in die Differentiale dU_a und dI_a über.

Unter Beachtung dieses Grenzübergangs ergeben sich für die Steilheit und den Innenwiderstand der Diode

$$S = \frac{dI_a}{dU_a}, \tag{2.6a}$$

$$R_{i\sim} = \frac{dU_a}{dI_a}\,. \tag{2.7a}$$

Diese recht formal erscheinenden Formeln lassen verschiedene Schlußfolgerungen zu. Das soll unter Anwendung der aus der Differentialrechnung bekannten Formeln

$$y = ax^n \tag{2.9}$$

$$\frac{dy}{dx} = n\,ax^{n-1} \tag{2.10}$$

an einem Beispiel gezeigt werden.
Für das Raumladungsgebiet galt

$$I_a = K \cdot U_a^{\frac{3}{2}}\,. \tag{2.4}$$

Ein Vergleich mit (2.9) ergibt:

$$y \triangleq I_a \quad n \triangleq \frac{3}{2}$$

$$x \triangleq U_a \quad a \triangleq K$$

Durch Anwenden von Gl. (2.10) erhält man

$$\frac{d\,I_a}{d\,U_a} = S = \frac{3}{2} K \cdot U_a^{\frac{3}{2}-1}\,, \tag{2.6c}$$

$$S = \frac{3}{2} K \cdot U_a^{\frac{1}{2}}\,. \tag{2.6d}$$

Die Raumladungskonstante der Diode II/III der Röhre *EABC 80* hat etwa den Wert

$$K = 2\,\frac{mA}{V^{\frac{3}{2}}}\,,$$

$I_a \approx 65$ mA bei $U_a = 10$ V; vgl. Gl. (2.4a).

Damit wird aus Gl. (2.6d) für dieses spezielle Beispiel

$$S = 3\,\frac{mA}{V^{\frac{3}{2}}} \cdot \sqrt{U_a}\,.$$

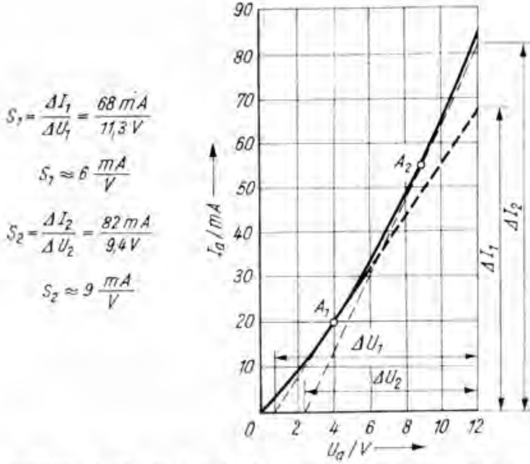


Bild 18 I_a/U_a-Kennlinie der Dioden II/III der Röhre *EABC 80* mit eingezeichneten Tangenten, den Arbeitspunkten A_1 und A_2 zur Bestimmung der Steilheiten

Bei $U_{a_0} = 4$ V ergibt sich

$$S_1 = 6\,\frac{mA}{V},$$

und für $U_{a_0} = 9$ V erhält man

$$S_2 = 9\,\frac{mA}{V}.$$

Diese Werte sind auch annähernd aus Bild 18 ersichtlich. Die Steilheit der Raumladungskennlinie ändert sich, wie wir sehen, von Arbeitspunkt zu Arbeitspunkt.
Ähnliche Betrachtungen lassen sich für den Innenwiderstand durchführen. Man erhält daraus für jeden beliebigen Arbeitspunkt der Raumladungskennlinie der Diode die Beziehung

$$R_{i\sim} = \frac{2}{3}\,R_{i-}\,. \qquad (2.11)$$

Hieraus folgt nochmals der wichtige Hinweis: Innenwiderstand

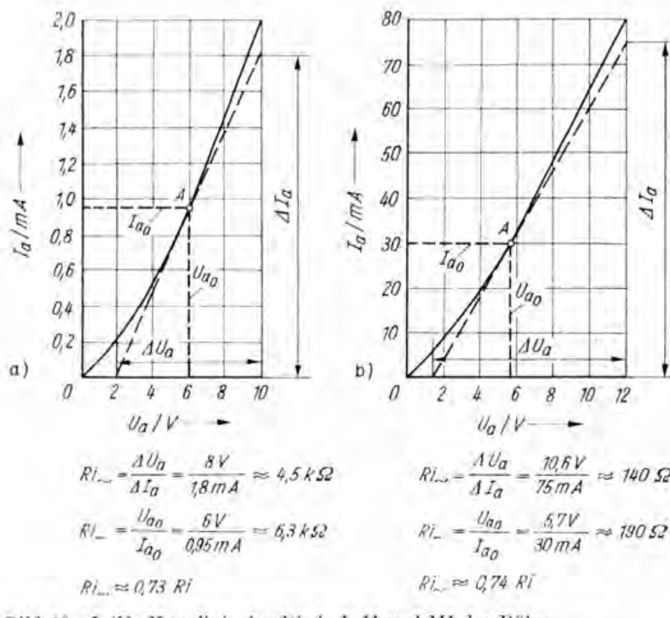


Bild 19 I_a/U_a-Kennlinie der Diode I, II und III der Röhre *EABC 80*; a — Diode I — AM-Demodulator, b — Diode II/III — FM-Demodulator. Das aus den Kennlinien ermittelte Verhältnis von $R_{i\sim}$ zu R_{i-} ergibt eine gute Näherung zu Gl. (2.11). Der Arbeitspunkt wurde beliebig gewählt

und Gleichstromwiderstand einer Röhre mit gekrümmter Kennlinie sind keinesfalls identisch (Bild 19)!
Wir wollen abschließend noch die Krümmung einer Kennlinie betrachten, da diese Größe für die Gleichrichtung, Mischung und Frequenzvervielfachung ausschlaggebende Bedeutung besitzt. Betrachtet man die Gerade der Form

$$y = a\,x \tag{2.12}$$

im Vergleich zu einer gekrümmten Kurve, die der Funktion

$$y = a\,x^{\frac{3}{2}} \tag{2.13}$$

(Charakter der Raumladungskennlinie) genügt, so folgt mit (2.10) für die Steilheit (Anstieg) beider Funktionen

$$\frac{dy}{dx} = a = \text{const.} \quad (2.12a) \qquad \frac{dy}{dx} = \frac{3}{2} a x^{\frac{1}{2}}, \qquad (2.13a)$$

d. h., die Gerade besitzt eine konstante, vom Ort unabhängige Steilheit, während sie bei dem betrachteten gekrümmten Kurvenverlauf dauernd ihren Wert ändert. Dieses Ergebnis hatten wir bereits gefunden.

Nochmaliges Anwenden von (2.10) ergibt die zweite Ableitung, die als Krümmung T des Kurvenverlaufs bezeichnet wird.

$$T = \frac{d^2y}{dx^2}, \qquad (2.14)$$

und für die beiden Funktionen folgt

$$T = \frac{d^2y}{dx^2} = 0, \quad (2.12b) \qquad T = \frac{d^2y}{dx^2} = \frac{3}{4} a x^{-\frac{1}{2}}. \quad (2.13b)$$

Die Krümmung der Geraden ist (logischerweise) gleich Null, während sie bei dem vorliegenden gekrümmten Kurvenverlauf ebenfalls von Punkt zu Punkt der Kurve ihren Wert ändert. Auf die Raumladungskennlinie (2.4) bezogen, erhalten wir schließlich für die Krümmung

$$T = \frac{d^2I_a}{dU_a^2} = \frac{3}{4} K \cdot U_a^{-\frac{1}{2}}. \qquad (2.15)$$

Soll die Krümmung in einem bestimmten Arbeitspunkt der Kennlinie errechnet werden, so ist für U_a der entsprechende Wert U_{a_0} einzusetzen (vergleiche Rechenbeispiel für unterschiedliche Steilheitswerte bei verschiedenen Arbeitspunkten).

2.2. Die Diode als Gleichrichter — das Richtkennlinienfeld

Die Umformung einer Wechselspannung in eine Gleichspannung — das sagt der Begriff Gleichrichtung aus — erfordert eine nichtlineare Kennlinie des dafür vorgesehenen Bauelements. Diese Behauptung erläutert Bild 20. Hier wird eine durch den Koordinatenursprung gezogene Gerade (sie kann auch parallel verschoben sein oder in einer anderen Richtung liegen) als Aussteuerungskennlinie gezeigt. Jede beliebige Aussteuerung durch eine Wechselspannung im Koordinatenursprung liefert im Ergebnis eine Wechselgröße (Strom oder Spannung) gleicher Charakteristik (Frequenz). Es tritt lediglich eine verstärkte oder verminderte Schwingungsamplitude auf, wenn $\alpha \neq 45°$ bei gleichen Maßstäben der Abszisse

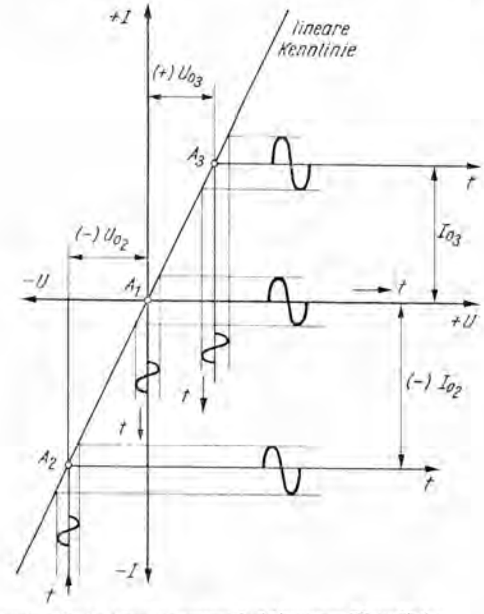


Bild 20 Verzerrungsfreie Aussteuerung bei linearer Kennlinie

und Ordinate beträgt. Erfolgt die Aussteuerung nicht im Koordinatenursprung, so muß der Arbeitspunkt durch eine entsprechende Vorspannung $-\infty < U_{a_0} < +\infty$ festgelegt werden. Die Wechselgröße ist dann dieser Vorspannung überlagert. Im Ergebnis erhält man wiederum eine Gleichgröße, z. B. den Ruhestrom I_{a_0} von der Wechselgröße gleicher Charakteristik, aber veränderter Amplitude bei $\alpha \neq 45^\circ$ und gleichen Koordinatenmaßstäben überlagert. Die Mittelwertbildung der Ausgangsgröße, z. B. über eine Periode der überlagerten Wechselgröße, liefert keine zusätzliche Gleichgröße.

Eine völlig veränderte Situation erhalten wir bei der Betrachtung des gleichen Vorgangs an einer nichtlinearen, d. h. gekrümmten oder gar geknickten Kennlinie.
Um die folgenden Betrachtungen einfacher zu halten, soll von einer reinen Kosinusschwingung der Form (Bild 21)

$$u_{\sim} = \widehat{U} \cos(\omega t + \varphi) \qquad (2.16)$$

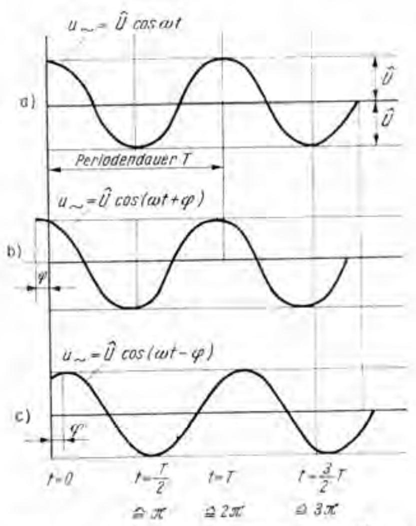


Bild 21 Kosinusschwingung $u_{\sim} = \widehat{U} \cos(\omega t + \varphi)$; a — Phasenwinkel $\varphi = 0$, b — Phasenwinkel $\varphi > 0$, c — Phasenwinkel $\varphi < 0$

mit $u_\sim$ — Momentanwert der sinusförmigen periodischen Spannung,

$\widehat{U}$ — Amplitude, Spitzenwert, Scheitelwert

$\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T}$ — Kreisfrequenz,

t — Zeit, T — Dauer einer Periode,

φ — Phasenwinkel zur Zeit $t = 0$,

ausgegangen werden, da sich mittels *Fourier*-Analyse grundsätzlich alle periodischen Schwingungen auf eine Vielzahl reiner Sinus- bzw. Kosinusschwingungen zurückführen lassen. Steuert man die nichtlineare Kennlinie (z. B. der Diode) im Arbeitspunkt A — festgelegt durch die Ruhespannung U_{a_0} — mit der Wechselspannung $u_{a\sim}$ aus, so ergibt sich als Ausgangsgröße ein dem Ruhestrom I_{a_0} überlagerter periodisch mit gleicher Frequenz, aber nicht kosinusförmig schwingender Wechselstrom (Bild 22). Die positiven und negativen Halbwellen weisen unterschiedliche Amplituden auf. Die auf diese Weise entstandene, von der Kosinusform abweichende periodische Schwingung kann gleichfalls durch die bereits erwähnte *Fourier*-Analyse in reine Sinus- und Kosinusschwingungen der n-fachen Frequenz (Oberwellen, Harmonische) aufgespalten werden, zu denen noch ein Gleichglied hinzukommen kann.

Im Falle der Gleichrichtung interessiert besonders das Gleichglied. Es enthält den bei der Aussteuerung einer nichtlinearen Kennlinie zusätzlich zum Ruhestrom gewonnenen Gleichstromanteil (Richtstrom) ΔI_a.

Für den Momentanwert i_a des Anodenstroms gilt analog zu Gl. (2.2)

$$i_a = f\,(U_{a_0} + u_{a\sim}). \tag{2.17}$$

Durch *Fourier*-Analyse gewinnt man:

$$i_a = I_{a_0} + \Delta I_a + \hat{I}_{a_\omega} \cos\omega t + \hat{I}_{a_{2\omega}} \cos 2\omega t + \dots \tag{2.18}$$

I_a — { Ruhestrom
Richtstrom }

Grundwelle

1 Oberwelle (doppelte Frequenz)

usf., wobei $I_{a_{n\omega}}$ für $n \geq 3$

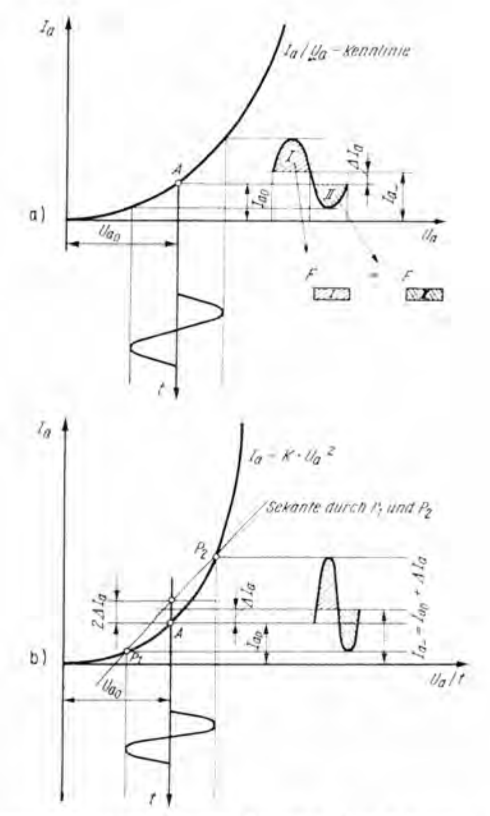


Bild 22 Aussteuerung einer nichtlinearen Kennlinie; Entstehen des Richtstroms; a — beliebige nichtlineare Kennlinie, b — quadratische Kennlinie. Bei der quadratischen Kennlinie kann der Richtstrom grafisch exakt, wie eingezeichnet, ermittelt werden

im Fall der quadratischen Kennlinie 0 wird. Den entstehenden Richtstrom gewinnt man auch durch Vergleich der positiven und negativen Halbwelle (Mittelwertbildung über eine Periode), in Bild 22 sichtbar.

Die entstehenden Oberwellen sind die Voraussetzung für den Mischvorgang und die Möglichkeit der Frequenzvervielfachung mittels Dioden oder, allgemeiner ausgedrückt, mittels nichtlinearer Strom/Spannungs-Kennlinie elektronischer Bauelemente.

Für den Vorgang der Gleichrichtung (Netzgleichrichtung und Demodulation amplitudenmodulierter Schwingungen) interessiert der entstehende Richtstrom ΔI_a. Seine Größe hängt ab von der Form der Kennlinie, der Wahl des Arbeitspunkts und der Amplitude $\widehat{U}_a$ der aussteuernden Wechselspannung.

Es läßt sich zeigen, daß in guter Näherung bei kleiner Aussteuerung

$$\Delta I_a \approx \frac{T}{4} \widehat{U}_a^2 \tag{2.19}$$

gilt. T bedeutet hierbei die nach Gleichung (2.14) zu ermittelnde Krümmung der Kennlinie im Arbeitspunkt.

Die Krümmung der quadratischen Kennlinie ist entsprechend Gl. (2.14) konstant. Das kann somit näherungsweise auch für die Diodenkennlinie angenommen werden. Die Wahl des günstigsten Arbeitspunkts wird damit nicht durch den Verlauf der Krümmung bestimmt, sondern ein anderer Gesichtspunkt ist entscheidend. In der Gleichung (2.18) tritt als Ausgangsgröße der Anodenruhestrom I_{a_0} auf. Sein Wert liegt um so höher, je größer die Ruhespannung U_{a_0} gemacht wird. Dieser Ruhestrom ist überflüssig. Er fordert eine zusätzliche Spannungsquelle und belastet die Bauelemente unnötig. Aus diesem Grunde legt man den Arbeitspunkt in das Gebiet $U_{a_0} \leq 0$. Der durch die Röhre fließende Gleichstrom ist dann der Richtstrom ΔI. Bild 23 veranschaulicht nochmals diese Verhältnisse für verschiedene Arbeitspunkte. Es zeigt gleichzeitig, wie man aus der I_a/U_a-Kennlinie (statischen Kennlinie) für eine angelegte Wechsel-

Bild 23 Aussteuerung einer nichtlinearen Kennlinie in unterschiedlichen Arbeitspunkten und Gewinnung der Richtkennlinie

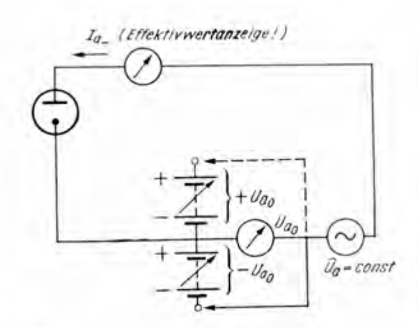


Bild 24
Prinzipschaltung zur Aufnahme einer Richtkennlinie

spannung $u_{a\sim}$ auf grafischem Wege die sogenannte Richtkennlinie

$$I_{a-} = f(U_{a_0} + u_{a\sim}), \quad (2.20)$$

mit $\widehat{U}_a = \text{const.} \neq 0$ als Parameter ermitteln kann. Die dazugehörige Schaltung mit variabler Gleichspannungsquelle zur Arbeitspunkteinstellung zeigt Bild 24.

Durch Spiegelung entsprechender Bezugslinien an der I_a/U_a-Kennlinie ergibt sich der Verlauf des Anodenstroms. Die Kennlinie wurde unter der vereinfachenden Annahme

$$I_a = 0 \text{ für } U_a \leqq 0$$

gezeichnet. Das genügt durchaus den praktischen Anforderungen. Teilweise geht man mit der Vereinfachung noch einen Schritt weiter und ersetzt den gekrümmten Teil der Kennlinie ($U_a > 0$) durch eine Gerade mit entsprechendem Anstieg. In

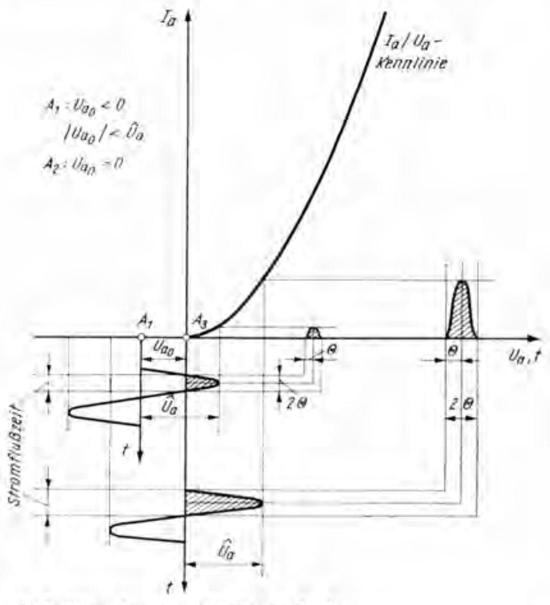


Bild 25 Definition des Stromflußwinkels Θ

diesem Fall ergibt sich allerdings für Arbeitspunkte mit $U_{a_0} \geqq \widehat{U}_a$ kein Richtstrom mehr, da der Kennlinienknick dann außerhalb des Aussteuerungsbereichs liegt; die Verhältnisse entsprechen damit der Aussteuerung einer linearen Kennlinie (Bild 20). In der Praxis arbeitet man aber aus teilweise bereits erläuterten Gründen mit Arbeitspunkten, für die $U_{a_0} < 0$ gilt. Wird dann $|U_{a_0}| \geqq \widehat{U}_a$, so kommt überhaupt kein Stromfluß durch die Röhre zustande, d. h., auch der Richtstrom wird 0. In diesem Zusammenhang soll der Begriff des Stromflußwinkels Θ erläutert werden (Bild 25). Für Arbeitspunkte mit $U_{a_0} < 0$ wird bei $|U_{a_0}| < \widehat{U}_a$ nur während einer bestimmten Zeitdauer im Verlauf der positiven Halbwelle die Diode leitend, und es kommt zum Stromfluß. Diese Zeitdauer bezeichnet man mit Stromflußzeit. Andererseits, abgeleitet von der trigonometrischen Bedeutung der Winkelfunktionen, setzt man für eine volle Periode den Wert $2\pi \mathrel{\hat{=}} 360°$ und für eine halbe Periode entsprechend den Wert $\pi \mathrel{\hat{=}} 180°$. Strom fließt aber unter den genannten Voraussetzungen nur während eines Bruchteils der halben Periode. Dieser Bruchteil wird analog als doppelter Wert des Stromflußwinkels Θ, d. h. als $2\,\Theta$ definiert. Er läßt sich leicht berechnen. Unter der Verwendung trigonometrischer Beziehungen folgt

$$\cos \Theta = -\frac{U_{a_0}}{\widehat{U}_a}. \tag{2.21}$$

Die Gleichung (2.21) gilt ganz allgemein für alle Arbeitspunkte. Man muß U_{a_0} lediglich vorzeichenbehaftet einsetzen! Nachstehende Übersicht kann mit (2.21) oder an der grafischen Darstellung in Bild 26 leicht nachgeprüft werden.

Die Stromflußzeit bzw. der Stromflußwinkel besitzt besonders für die Berechnung der Ströme mittels *Fourier*-Analyse ausschlaggebende Bedeutung. Die exakte Berechnung wird allerdings bei Kennlinien mit gebrochenem Exponenten [z. B. Raumladungskennlinie — Gleichung (2.4)] sehr kompliziert. In der Literatur sind deshalb Tabellen und Diagramme zu finden [2], denen man die entsprechenden Werte entnehmen kann.

	Arbeitspunkt	Größe des Stromfluß-winkels	Art des Stromflusses
a)	$U_{a_0} \leq -\hat{U}_a$	$\Theta = 0$	Stromfluß durch Röhre gesperrt
b)	$-\hat{U}_a < U_{a_0} < 0$	$0 < \Theta < \frac{\pi}{2}$	Stromfluß während eines Bruchteils der positiven Halbwelle
c)	$U_{a_0} = 0$	$\Theta = \frac{\pi}{2}$	Stromfluß während der Gesamtdauer der positiven Halbwelle
d)	$0 < U_{a_0} < \hat{U}_a$	$\frac{\pi}{2} < \Theta < \pi$	Stromfluß während der vollen positiven und eines Teiles der negativen Halbwelle; Ruhestrom tritt auf!
e)	$U_{a_0} \geq \hat{U}_a$	$\Theta = \pi$	ununterbrochener Stromfluß

Wir wollen aber nach dieser Abschweifung zur Richtkennlinie zurückkommen. Wird der Scheitelwert der aussteuernden Wechselspannung verändert, so ergibt sich auch eine andere Richtkennlinie. Bild 27 zeigt die dafür erforderliche Schaltung. Hier ist im Gegensatz zu Bild 14 nicht nur die Gleichspannungsquelle, sondern auch die Wechselspannungsquelle veränderlich. Nimmt man entsprechend dieser Schaltung die Werte von I_{a-} für Wechselspannungen verschiedener Schwingungsamplitude bei verschiedenen Arbeitspunkten auf und trägt sie mit $\hat{U}_a$ als Parameter in ein Koordinatensystem ein, dann ergibt sich das Richtkennlinienfeld der Diode (Bild 28). Die von den Röhrenherstellern bzw. in der Literatur angegebenen Richtkennlinienfelder enthalten oft nicht $\hat{U}_a$, sondern

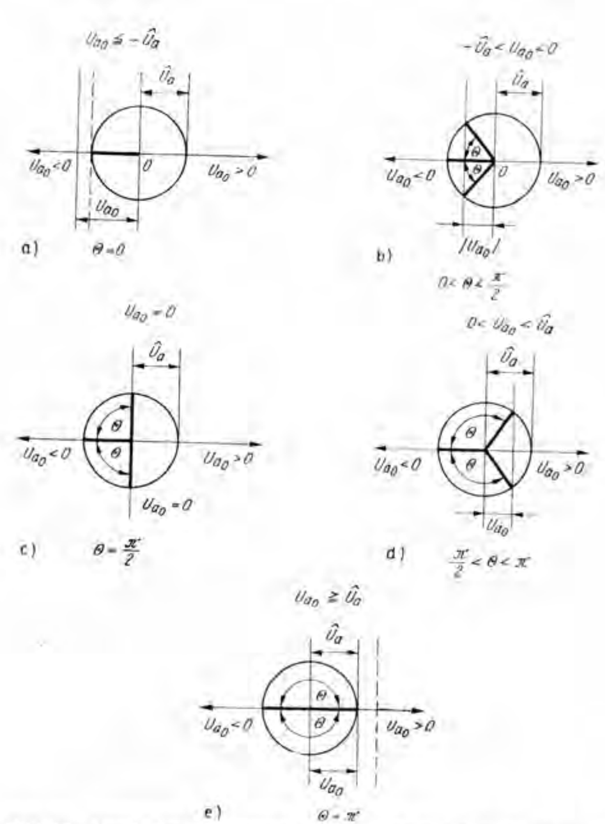


Bild 26 Grafische Ermittlung des Stromflußwinkels für verschiedene Arbeitspunkte

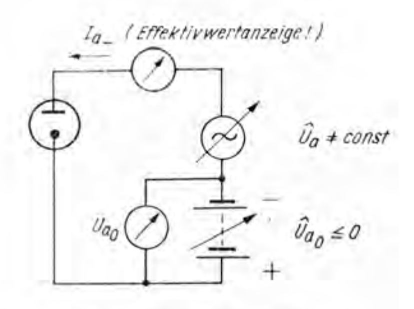
U_{Tr} (Trafospannung), U_{HF}, $U_{\approxeq}$ oder $U_{\approx}$ als Parameter. Dabei besteht der Zusammenhang

$$U_{\approxeq} = U_{\approx} = U_{Tr} = U_{HF} = 1/\sqrt{2}\,\widehat{U}_a \approx 0{,}7\,\widehat{U}_a.$$

Auch für dieses Kennlinienfeld erfolgt in der Praxis grundsätzlich nur eine Angabe für $U_{a_0} < 0$.

Die im letzten Satz genannte Einschränkung hat noch eine weitere Ursache. Praktisch wird, von wenigen Ausnahmefällen abgesehen — z. B. Laden eines Akkumulators (Bild 29) —, in

Bild 27
Prinzipschaltung
zur Aufnahme des
Richtkennlinienfelds
einer Diode



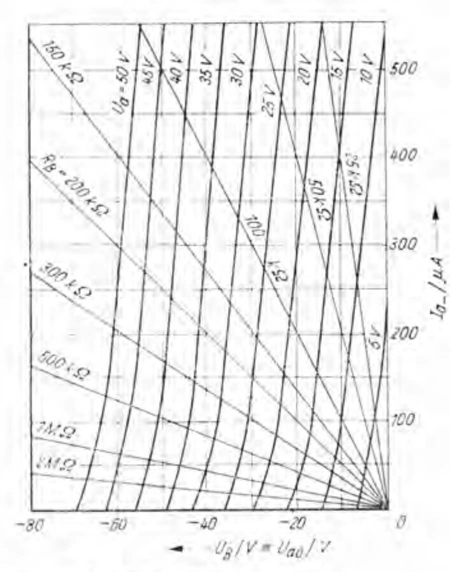


Bild 28 Richtkennlinienfeld einer Diode;
$I_{a-} \approx \Delta I_a$ für $U_{a_0} < -1$ V d. h. $I_{a_0} \approx 0$

der Gleichrichterschaltung keine gesonderte Gleichspannungsquelle für die Abgabe von U_{a_0} vorhanden sein. Die Vorspannung erzeugt ein RC-Glied, bestehend aus dem Belastungswiderstand R_B und dem Ladekondensator C_L (Bild 30). Der durch R_B fließende Strom I_{a-} erzeugt einen Gleichspannungsabfall U_B

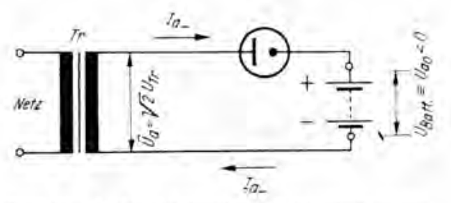


Bild 29 Ladeschaltung eines Akkumulators: $U_{Batterie} = U_{a_0} < 0$

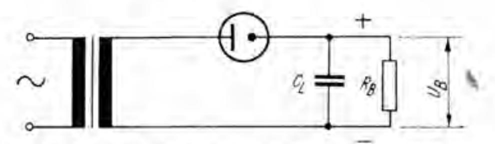


Bild 30 Gleichrichterschaltung mit RC-Glied zur Erzeugung von U_{a_0}. Bei gesperrter Diode — negative Halbwelle — entlädt sich bei richtiger Dimensionierung C_L nur langsam über R_B, U_B bleibt deshalb nahezu konstant

über R_B mit der eingezeichneten Polarität. Die Katode erhält gegenüber der Anode positives Potential. Da U_B mit der Spannung $-U_{a_0}$ identisch ist, ergibt sich somit eine automatische Arbeitspunkteinstellung. Es entsteht allerdings nur dann ein Gleichspannungsabfall über R_B, wenn

$$R_B \gg \frac{1}{\omega\, C_L}. \tag{2.22}$$

Nur unter dieser Bedingung stellt der Kondensator für die überlagerte Wechselspannung einen annähernden Kurzschluß dar. Der Ladekondensator kann jedoch aus noch zu erläuternden Gründen nicht beliebig groß gewählt werden.

Werden die Widerstandsgeraden für verschiedene Belastungswiderstände in das Richtkennlinienfeld eingetragen, dann lassen sich sofort die bei verschiedenen an die Gleichrichterschaltung angelegten Wechselspannungen zu erzielenden Richtströme und Spannungsabfälle über R_B ablesen. Man findet sie als Schnittpunktkoordinaten der jeweiligen Widerstandsgeraden mit der entsprechenden Richtkennlinie. Gleich-

zeitig soll in diesem Zusammenhang noch einmal das Einzeichnen einer Widerstandsgeraden erläutert werden. Man geht vom Widerstand, im vorliegenden Fall von dem Belastungswiderstand R_B aus. Für einen Widerstand gilt der Zusammenhang

$$R = \frac{U}{I} \tag{2.23}$$

oder hier speziell

$$R_B = \frac{U_B}{I_{a-}}. \tag{2.24}$$

Daraus folgt

$$I_{a-} = \frac{1}{R_B} \cdot U_B. \tag{2.24a}$$

Diese Gerade mit dem Anstieg $1/R_B$ wird nun mit den Koordinaten I_{a-} und U_B eingezeichnet. Für $U_B = 0$ folgt logischerweise $I_{a-} = 0$, d. h., die Gerade verläuft durch den Ursprung des Koordinatensystems. Es genügt, einen weiteren Punkt festzulegen (z. B. $U_B = 10$ V; daraus folgt $I_{a-} = 10 \cdot 1/R_B$) und durch beide Punkte die Gerade zu zeichnen. Für sehr große Widerstände liegt infolgedessen die Widerstandsgerade sehr flach, während sie im Falle des Kurzschlusses ($R_B = 0$; $I_{a-} \to \infty$) senkrecht verläuft.
Wenden wir uns nach diesen prinzipiellen Betrachtungen zwei praktischen Anwendungen zu, dem Hochfrequenzgleichrichter und der Netzgleichrichtung.

2.2.1. Die Diode als Hochfrequenzgleichrichter

Bei der Hochfrequenzgleichrichtung tritt an die Stelle der sinusförmigen überlagerten Wechselspannung die z. B. vom Zwischenfrequenzverstärker gelieferte amplitudenmodulierte Hochfrequenz (Bild 31). Die Gleichrichterschaltung wird an den letzten ZF-Kreis angeschlossen und liefert über R_B die gewünschte Niederfrequenz. Voraussetzung dafür ist jedoch, daß C_L für die amplitudenmodulierte HF annähernd einen

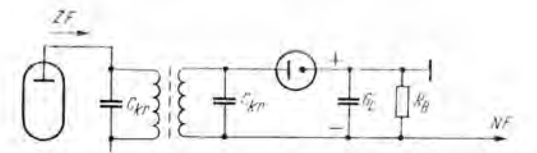


Bild 31 Gleichrichterschaltung (Reihenschaltung) zur Gewinnung der NF aus der amplitudenmodulierten ZF

Kurzschluß, für die erhaltene NF gegenüber R_B einen großen Widerstand darstellt. Aus diesem Grunde kann C_L bei der Demodulatorschaltung nicht beliebig groß gewählt werden. Richtwerte sind:

R_B etwa 500 kΩ; C_L etwa 100 pF.

Ausgehend von dem Richtkennlinienfeld, läßt sich nach Einzeichnen der Widerstandsgeraden (z. B. $R_B = 500$ kΩ) und der modulierten HF der Demodulationsvorgang grafisch darstellen. Hierbei ist allerdings zu berücksichtigen, daß parallel zum Belastungswiderstand über den Koppelkondensator (er soll für die betrachteten Frequenzen einen Kurzschluß darstellen) der im allgemeinen komplexe Eingangswiderstand $\mathfrak{R}_{eing}$ der folgenden Stufe (Gitterableitwiderstand, Eingangswiderstand der Röhre, Schaltkapazitäten usw.) liegt. Damit ergibt sich als eigentlicher Belastungswiderstand

$$\mathfrak{R} = \frac{R \cdot \mathfrak{R}_{eing}}{R + \mathfrak{R}_{eing}} \qquad (2.25)$$

wiederum ein komplexer Widerstand (Widerstand mit Blind- und Wirkanteil). Ein solcher komplexer Widerstand bewirkt grundsätzlich eine Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung. Es gilt also nicht mehr die ursprünglich eingezeichnete Widerstandsgerade, sondern um den sich beim Anlegen der unmodulierten HF einstellenden Arbeitspunkt müßte eine Ellipse gezeichnet werden. Um die Verhältnisse noch übersichtlich zu gestalten, ersetzt man sie durch eine Gerade mit entsprechender Neigung, die durch den Arbeitspunkt verläuft. Sie liegt grundsätzlich steiler, da immer $\mathfrak{R} < R_B$ (Parallelschaltung!) gilt. Auch diese Gerade wird entsprechend der

bereits gegebenen Anleitung eingezeichnet. Ein Punkt ist durch den Arbeitspunkt gegeben. Ein zweiter Punkt kann bei bekanntem Widerstand, z. B. $\mathfrak{R} \approx 300\ \mathrm{k\Omega}$, ausgehend vom Arbeitspunkt, durch das Verhältnis $\Delta U/\Delta I$ leicht bestimmt werden. Bei $\mathfrak{R} \approx 300\ \mathrm{k\Omega}$ muß bei $\Delta U = 30\ \mathrm{V}$, $\Delta I = 10\ \mu\mathrm{A}$ betragen. Eine Betrachtung am Richtkennlinienfeld zeigt, daß die HF-Amplitude möglichst groß sein soll. Kleine HF-Trägeramplituden ergeben bei hohem Modulationsgrad Verzerrungen, weil die Widerstandsgerade von $\mathfrak{R}$ nach rechts begrenzt ist und damit keine lineare Aussteuerung erfolgen kann. Liegt die Trägeramplitude höher, dann ergibt sich ein **weiter nach links** verschobener Arbeitspunkt, und der Aussteuerungsbereich wächst (Bild 32). Aus diesen Tatsachen ergeben sich für die möglichst verzerrungsfreie Demodulation stark modulierter Träger folgende Forderungen:

— das Verhältnis $R : \mathfrak{R}_{eing}$ soll klein sein, d. h. $\mathfrak{R}_{eing} \gg R$;

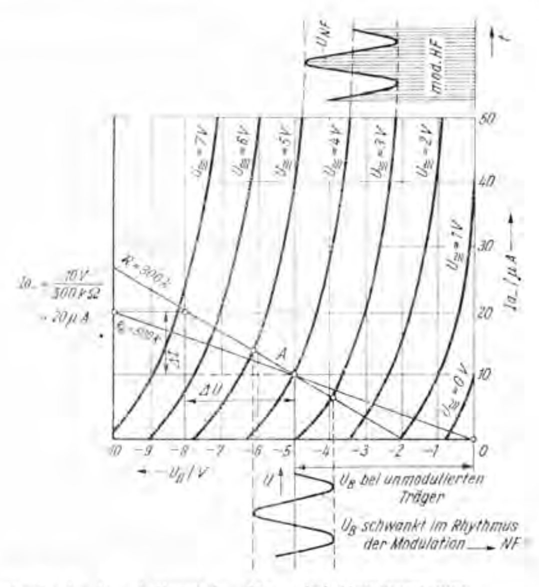


Bild 32 Grafische Darstellung des Demodulationsvorgangs

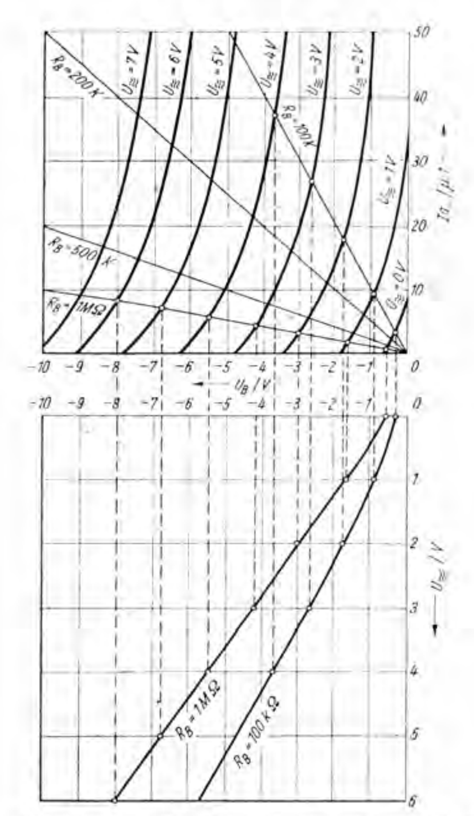


Bild 33 Grafische Ermittlung von $U_B = f(U_{\approx})$ aus dem Richtkennlinienfeld für verschiedene Werte von R_B

— durch ausreichende Verstärkung vor der Demodulation ist eine genügende Trägeramplitude zu erzielen, die gleichzeitig eine Aussteuerung in den nichtlinearen Teil des Kennlinienfelds (Anlaufstromgebiet) verhindert.

In der Praxis wird die Demodulation allerdings nur selten am Richtkennlinienfeld verfolgt. Bild 33 zeigt die Möglichkeit, den Zusammenhang

$$U_B = f(\widehat{U}_{\approx})$$

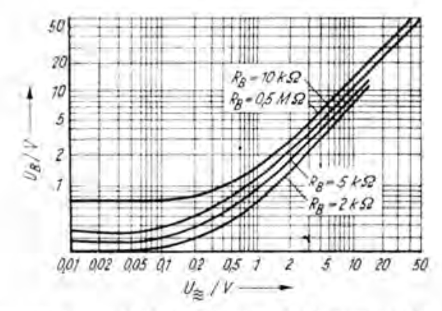


Bild 34 Darstellung von $U_B = f(U_{\approx})$ mit R_B als Parameter in doppelt logarithmischem Maßstab

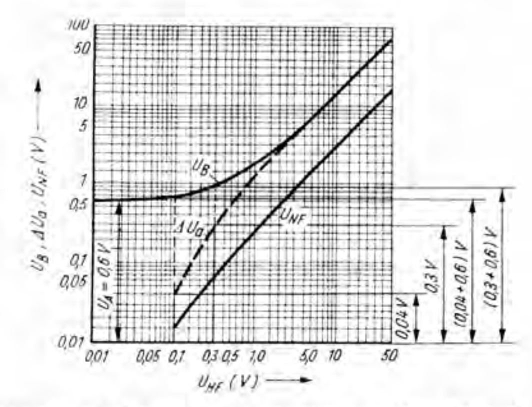


Bild 35 Abhängigkeit der Gleichrichterspannungen U_B, ΔU_a und U_{NF} (bei 30 % Modulation, $R_B = 0{,}5\,M\Omega$, $C_L = 100\,pF$) von der anliegenden modulierten Hochfrequenzspannung $U_{\approx}$

mit R_B als Parameter auf grafischem Wege aus dem Richtkennlinienfeld zu ermitteln. An Stelle von $\widehat{U}_{\approx}$ kann dabei ebenso U_{HF}, U_{Tr} usw. stehen. Die Kennlinien, die man auf diese Weise erhält, werden oft vom Hersteller für HF-Dioden angegeben und gestatten ein unmittelbares Ablesen der sich bei verschiedenen Wechselspannungen an einem bestimmten Widerstand

einstellenden Gleichspannung. Die Darstellung erfolgt meist in doppelt logarithmischem Maßstab, um die im Anlaufstromgebiet durch den Anlaufstrom erzeugte Spannung besser darzustellen. Gleichzeitig sind die Richtungen der Achsen im Koordinatensystem verändert (Bild 34). In den einschlägigen Röhrenunterlagen findet sich oft noch eine weitere Kennliniendarstellung (Bild 35). Sie zeigt gleichfalls in doppelt logarithmischem Maßstab die soeben geschilderte Abhängigkeit, allerdings für nur einen Widerstandswert, wobei die Kurve durchaus für Widerstände von 0,1 MΩ bis 1 MΩ Gültigkeit hat, denn Änderungen des Widerstandswerts um eine Zehnerpotenz ergeben entsprechend Bild 34 beim verwendeten Maßstab noch keine merklichen Abweichungen.
Daneben enthält diese Darstellung eine mit ΔU_a bezeichnete Kurve. Das ist die durch die angelegte Hochfrequenz erzeugte Spannung. Die Addition von ΔU_a und der durch den Anlaufstrom unabhängig von der angelegten Hochfrequenz erzeugten Anlaufspannung U_A (etwa 0,6 V) ergibt schließlich wieder die Spannung U_B. Diese Addition wurde für zwei verschiedene HF-Spannungen (0,1 V und 0,3 V) durchgeführt. Infolge des logarithmisch geteilten Maßstabs für U_{a_0} und ΔU_a ist die konstantbleibende Differenz für U_A von 0,6 V bei Spannungen $U_{HF} > 5$ V nicht mehr grafisch darstellbar.
Die beiden Funktionen

$$U_{a_0} = f(U_{HF}) \quad \text{und}$$
$$\Delta U_a = f(U_{HF})$$

fallen dann praktisch zusammen.
Bild 35 enthält aber noch eine dritte Kennlinie. Sie gibt den Zusammenhang

$$U_{NF} = f(U_{HF})$$

bei Modulation (meist 30 %) wieder. Der Wert von C_L bestimmt aus den bereits dargelegten Gründen mit die Größe der NF-Amplitude. Die in Bild 35 gezeigten Kennlinien beziehen sich auf einen C_L-Wert von 100 pF. Meist werden Größe des Belastungswiderstands, des Ladekondensators und Modulation für die dargestellte Kennlinie angegeben bzw. ist die Meßschaltung oder ein Schaltungsauszug angeführt.

Das Anschalten der Gleichrichterschaltung an den Schwingkreis bedeutet für den Schwingkreis eine zusätzliche Bedämpfung; ihm wird Energie entzogen. Die dem Kreis entzogene Energie muß, wenn man von den Verlusten absieht, gleich der Energie sein, die an R_B abgegeben wird; das gilt auch für die entsprechenden Leistungen.
Die vom Schwingkreis abgegebene Leistung errechnet sich zu

$$P_\sim = \frac{U_{HF}^2}{R_d}, \tag{2.26}$$

worin R_d den Eingangswiderstand (Dämpfungswiderstand) der Gleichrichterschaltung darstellt. Ideale Spitzengleichrichtung vorausgesetzt, d. h., als U_B ergibt sich infolge des Ladekondensators nahezu der Wert

$$U_B = \sqrt{2} \cdot U_{HF}, \tag{2.27}$$

errechnet sich die an R_B abgegebene Gleichstromleistung zu

$$P = \frac{U_B^2}{R_B} = \frac{(\sqrt{2} \cdot U_{HF})^2}{R_B}. \tag{2.28}$$

Da vorausgesetzt wurde, daß

$$P_\sim = P \quad , \tag{2.29}$$

folgt mit Gleichung (2.26) und (2.28)

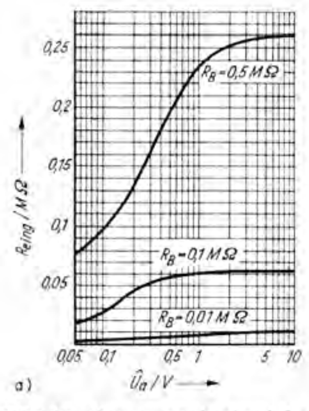
$$\frac{U_{HF}^2}{R_d} = \frac{2\, U_{HF}^2}{R_B}. \tag{2.30}$$

Daraus erhält man schließlich

$$R_d = \frac{R_B}{2}. \tag{2.31}$$

Dieser Wert gilt als Dämpfungswiderstand für die in Bild 31 angegebene Gleichrichterschaltung — Diodenreihenschaltung, d. h. Wechselspannungsgenerator, Diode und Belastungswiderstand liegen in Reihe — für das Raumladungsgebiet. Im Anlaufstromgebiet liegt dieser Wert niedriger. Auch dieser Zusammenhang

$$R_d = f\,(U_{HF}) \tag{2.32}$$



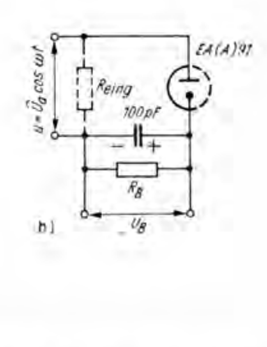


Bild 36 Eingangswiderstand der Parallelschaltung in Abhängigkeit von R_B und $\hat{U}_a$; a — Kennlinie, b — Schaltung

wird vielfach für verschiedene R_B als Kennlinie von Röhrenherstellern angegeben (Bild 36).

Neben der Reihenschaltung verwendet man bei der HF-Gleichrichtung die Parallelschaltung (Bild 37). Der Wechselstromgenerator liegt hier in Reihe mit der Parallelschaltung aus Diode und Belastungswiderstand. Für den Dämpfungswiderstand ergibt sich aus dieser Parallelschaltung

$$R_d = \frac{R_B}{2} \,||\, R_B \tag{2.33}$$

$$R_d = \frac{\frac{R_B}{2} \cdot R_B}{\frac{R_B}{2} + R_B} = \frac{R_B}{3}\,. \tag{2.33a}$$

Die Bedämpfung des Kreises wird damit bei der Parallelschaltung größer.

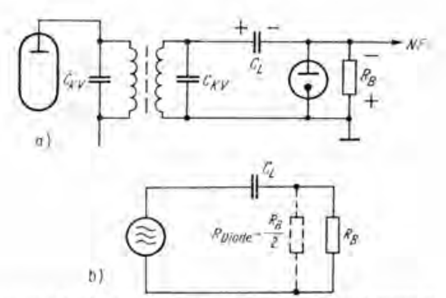


Bild 37 Gleichrichterschaltung (Parallelschaltung) zur Gewinnung der NF aus der amplitudenmodulierten ZF; a — Prinzipschaltung, b — Ersatzschaltung

2.2.2. Die Diode als Netzgleichrichter

Man verwendet die Reihenschaltung. R_B stellt das zu versorgende Gerät dar. R_B errechnet sich aus dem Quotient von Gleichspannung $U_{-} = U_B$ und Gleichstrom $I_{-} = I_{a_{-}}$, d. h.

$$R_B = \frac{U_{-}}{I_{-}} . \tag{2.34}$$

Der Netzteil eines Geräts soll eine möglichst ideale Gleichspannung abgeben. Die überlagerte Brummspannung muß deshalb sehr gering sein. Das erreicht man durch genügend große Dimensionierung des Ladekondensators C_L und mit Hilfe eingefügter Siebglieder (RC- und LC-Glieder in Tiefpaßschaltung). Bei der Schaltungsdimensionierung ist unbedingt darauf zu achten, daß der vom Röhrenhersteller angegebene Maximalwert für den Ladekondensator nicht überschritten wird, da andernfalls die während der Stromflußzeit auftretenden hohen Ströme die Röhre vorzeitig unbrauchbar machen. In Bild 38 ist das Zustandekommen der kurzzeitigen hohen Stromstöße nochmals erläutert. Nach Anlegen der Wechselspannung an die Gleichrichterschaltung wird die Diode während eines Teiles der positiven Halbwelle geöffnet. Der fließende Strom erzeugt über R_B einen Spannungsabfall und lädt C_L in der beschriebenen Art auf. Die Katode der Diode erhält schließlich ein positiveres Potential als die Anode; die Röhre sperrt. Nun entlädt sich C_L über R_B, d. h., die angeschlossene Schal-

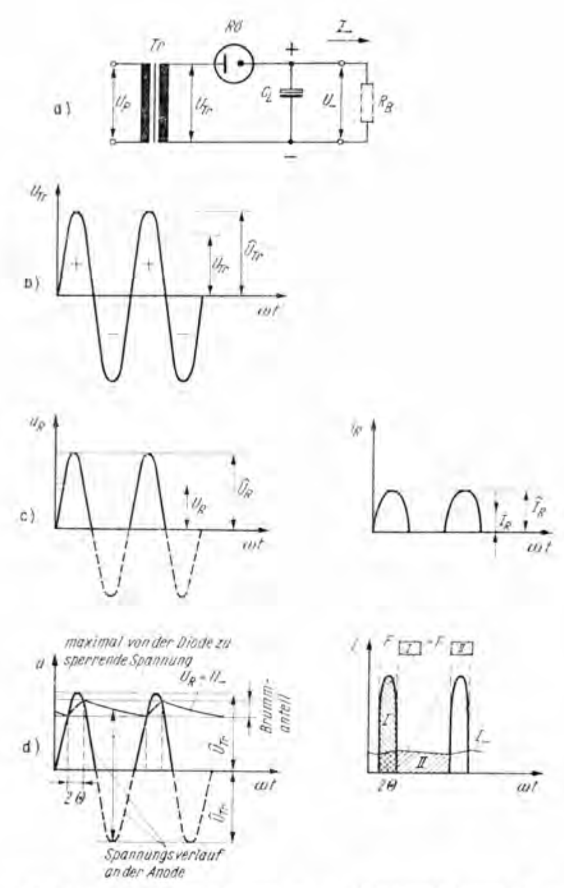
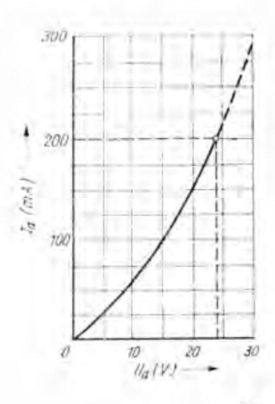
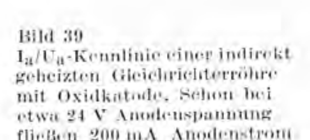


Bild 38 Netzgleichrichtung: a — Prinzipschaltung, b — Spannungsverlauf am Transformator, c — Spannungs- und Stromverläufe über R_B; C_L entfernt, d — Spannungs- und Stromverläufe mit C_L

tung erhält für die Sperrzeit den Strom aus C_L. Jede Entladung eines Kondensators ist aber mit dem Absinken der Spannung über seinen Anschlüssen verbunden. Die abgegebene Spannung sinkt demzufolge während der Sperrzeit etwas ab, allerdings um so weniger, je größer die Kapazität des Ladekondensators gewählt wurde. Während der Stromflußzeit der nachfolgenden positiven Halbwelle wird der Ladekondensator erneut auf den ursprünglichen Wert aufgeladen. Dieses fortlaufende Laden und Entladen ergibt die überlagerte Brummspannung. Während der kurzen Stromflußzeit muß nun praktisch der Strom durch die Röhre fließen, der durch die Schaltung während der Stromflußzeit *und* während der Sperrzeit fließt. Das können bei sehr großem Ladekondensator und damit sehr kurzen Stromflußzeiten (kleines Θ) erhebliche Ströme sein, die einen bestimmten Wert in Abhängigkeit von der Konstruktion der Röhre nicht überschreiten dürfen. Aus der I_a/U_a-Kennlinie (Bild 39) einer indirekt geheizten Gleichrichterröhre mit Oxidkatode geht hervor, daß schon kleine Anodenspannungen von einigen zehn Volt (Differenz zwischen Anoden- und Katodenpotential) relativ große Ströme durch die Röhre fließen lassen, die einen großen Kondensator nur langsam aufladen. Deshalb erfolgt vom Hersteller die Angabe der maximalen Kapazität von C_L ($C_{L\,max}$). Aus Bild 38 geht gleichzeitig hervor, daß die Strecke Katode–Anode bei Anliegen der negativen Halbwelle




Bild 39
I_a/U_a-Kennlinie einer indirekt geheizten Gleichrichterröhre mit Oxidkatode. Schon bei etwa 24 V Anodenspannung fließen 200 mA Anodenstrom

an der Anode — da $u_{Br} \ll U$ — nahezu mit der doppelten vom Trafo abgegebenen Spitzenspannung belastet wird. Beträgt der Effektivwert der Trafospannung U_{Tr}, so muß die Strecke Katode—Anode eine Spannungsspitze von nahezu

$$\widehat{U}_{Tr} + \widehat{U}_{Tr} = 2\sqrt{2}\, U_{Tr} \tag{2.35}$$

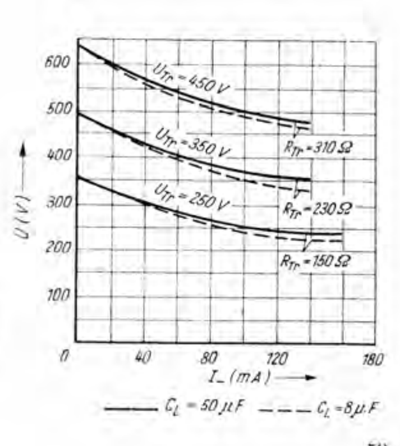
bei sinusförmiger Wechselspannung aushalten. Das sind bei $U_{Tr} = 300$ V

$$2 \cdot \sqrt{2} \cdot 300 \text{ V} \approx 850 \text{V} .$$

Auch diese maximal zwischen Katode und Anode einer Netzgleichrichterröhre zulässige Spitzenspannung gibt der Röhrenhersteller in den Unterlagen an. Aus den Röhrenunterlagen ist die Sperrspannung (Effektivwert) U_{sp} ersichtlich bzw. der Effektivwert der maximal zulässigen Anodenwechselspannung oder Transformatorspannung $U_{Tr\,max}$.
Weiterhin gibt der Röhrenhersteller als Grenzwert indirekt geheizter Netzgleichrichterröhren die maximal zwischen Heizfaden und Katode zulässige Spitzenspannung $\widehat{U}_{f/k\,max}$ an. Das ermöglicht den Aufbau von Gleichrichterschaltungen, bei denen die Gleichspannung von der Heizwicklung des Trafos ferngehalten wird.
Für die Dimensionierung einer Gleichrichterschaltung gibt es eine Anzahl von Näherungsformeln, Faustformeln und Diagrammen, die aus den genaueren mathematischen Methoden abgeleitet oder aus Erfahrungen gewonnen wurden. Sie können z. B. [3] entnommen werden. Vom Röhrenhersteller wird vielfach ein für die Praxis ausreichendes Kennlinienfeld angegeben. Es handelt sich eigentlich um das Richtkennlinienfeld einer Netzgleichrichterröhre. Es erlaubt, für verschiedene Trafowechselspannungen die sich in Abhängigkeit vom abgegebenen Gleichstrom einstellende Gleichspannung abzulesen (Bild 40). Aus ihm kann für ein bestimmtes Gleichspannung/Gleichstrom-Verhältnis (Widerstandsgerade R_B!) der Wert der erforderlichen Trafowechselspannung ermittelt werden. Wie das eingezeichnete Beispiel zeigt, lassen sich Zwischenwerte durch Interpolieren ungefähr abschätzen. Oftmals sind für eine Trafowechselspannung mehrere Kurven eingezeichnet, wobei ver-

Bild 40 Ausgangsspannung eines Röhrengleichrichters in Abhängigkeit von der Stromentnahme. Beispiel für die Ermittlung von U_{Tr} bei $R_B = 5\ k\Omega$ ($U_- = 300$ V; $I_- = 60$ mA)


Bild 41
Abhängigkeit der Ausgangsgleichspannung von der Stromentnahme für verschiedene Transformatorspannungen und unterschiedliche Ladekondensatoren. Man erkennt, daß die Variation von C_L nur unbedeutenden Einfluß hat und sich erst bei größeren Strömen auswirkt



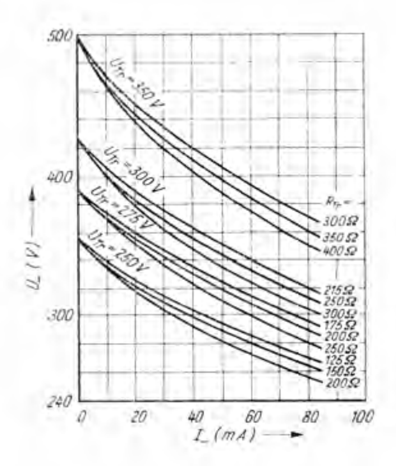


Bild 42
Abhängigkeit der Ausgangsgleichspannung von der Stromentnahme für verschiedene Transformatorspannungen und unterschiedliche Transformatorwiderstände

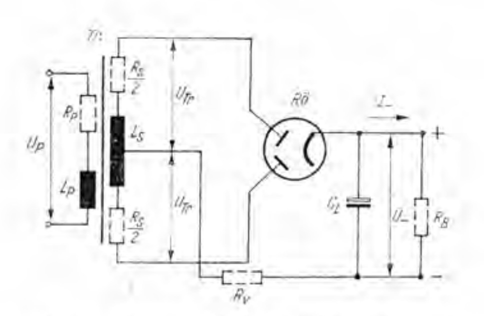


Bild 43 Zweiweggleichrichterschaltung

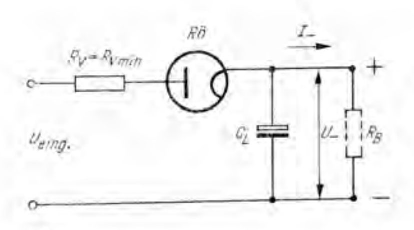


Bild 44
Einweggleichrichterschaltung für Allstrom ohne Netztransformator mit Vorwiderstand (Schutzwiderstand) R_V

schiedene Ladekondensatoren (Bild 41) oder verschiedene Widerstände R_{Tr} (Bild 42) als Parameter angegeben werden. R_{Tr} stellt den gesamten im Wechselstromzweig außerhalb der Röhre auftretenden Ohmschen Widerstand dar. Er setzt sich aus dem Wicklungswiderstand (Verlustwiderstand) der Primär- und Sekundärwicklung zusammen und enthält noch einen eventuell erforderlichen Schutzwiderstand R_V (Bild 43).
Für R_{Tr} gilt

$$R_{Tr} = \frac{R_p}{ü^2} + \frac{R_s}{2} + R_V \tag{2.36}$$

mit

$$ü = \frac{w_p}{w_s} = \frac{U_p}{U_s} \tag{2.37}$$

und bei 220 V Netzspannung

$$ü = \frac{220}{U_{Tr}}. \tag{2.37a}$$

Beachte: R_p und R_s ist nicht mit dem Wechselstromwiderstand des Trafos zu verwechseln!
Zur Begrenzung der Einschaltstromspitze darf R_{Tr} einen vom Röhrenhersteller angegebenen Mindestwert $R_{V\,min}$ nicht unterschreiten. Ist der Wicklungswiderstand zu gering bzw. wird z. B. bei Allstromgeräten überhaupt kein Trafo vorgesehen (Bild 44), dann muß ein Schutzwiderstand R_V zur Begrenzung der Stromspitze mit entsprechendem Wert eingefügt werden, so daß immer

$$R_V \text{ bzw. } R_{Tr} > R_{V\,min}. \tag{2.45}$$

3. Die Triode

3.1. Die statischen Kennlinien der Triode

Wird zur Steuerung der Elektronenbewegung von der Katode zur Anode zwischen beide Elektroden eine dritte gitterförmige Elektrode (Steuergitter) angeordnet, so erhält man die zur Verstärkung geeignete Triode (Dreielektrodenröhre mit Katode, Steuergitter und Anode).

Bei der Diode beeinflußt die Bewegung der Elektronen lediglich das sich zwischen Katode und Anode durch die Spannungsdifferenz (Potentialunterschied) ausbildende elektrische Feld. Der Anodenstrom ist im Raumladungsgebiet — und das interessiert uns bei der Triode ausschließlich — der angelegten Anodenspannung proportional. Die Feldverhältnisse zwischen Katode und Anode ändern sich erheblich beim Einfügen eines Gitters, dessen Potential in bezug auf die Katode positiv oder negativ sein kann.

Bei positivem Gitter unterstützt das sich zwischen Katode und Gitter ausbildende Feld die Wirkung der Anode, der Elektronenstrom wird verstärkt. Liegt das Gitterpotential unter dem der Katode (negative Gitterspannung), dann bildet sich zwischen Katode und Gitter ein Feld aus, das der Feldwirkung zwischen Katode und Anode entgegenwirkt (Bild 45).

Der Elektronenstrom von der Katode zur Anode wird gedrosselt. Er versiegt völlig, wenn die entgegengesetzte Wirkung des Feldes Katode—Gitter die Wirkung des Feldes Katode—Anode kompensiert. Der im Vergleich zum Abstand Katode—Anode weitaus geringere Abstand Katode—Gitter ruft schon bei geringen Gitterspannungen der Anode ausreichend entgegenwirkende Feldstärken im Raum zwischen Katode und Gitter hervor. Kleine Gitterspannungsänderungen ergeben deshalb trotz konstantgehaltener Anodenspannung beträchtliche Anodenstromänderungen.

In der Verstärkerpraxis wird aus nachstehend aufgeführten

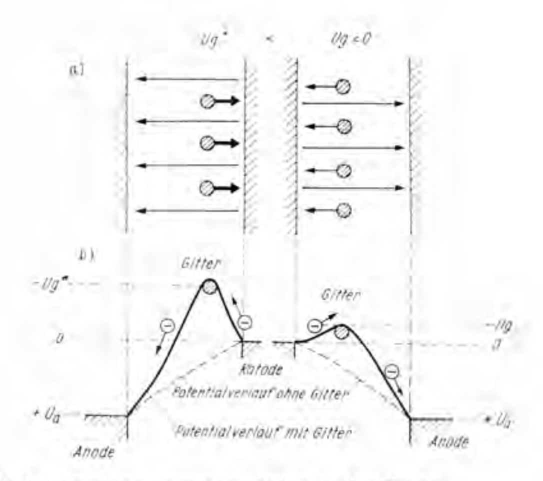


Bild 45 Die Wirkung des negativen Gitters in der Triode;
a — Schnitt durch die Röhre mit angedeutetem Feldverlauf,
b — Potentialverlauf zwischen den Elektroden

Gründen fast ausschließlich mit negativem Gitterpotential gearbeitet. Bei positivem Gitterpotential zieht neben der Anode auch das Gitter die negativ geladenen Elektronen an. Der weitaus größte Teil der Elektronen fliegt zwar durch das relativ weitmaschige Gitter hindurch zur Anode, immerhin trifft auch eine Anzahl auf die Gitterdrähte. Es kommt zum Gitterstrom I_g, der die Gitterspannungsquelle belastet und damit eine leistungslose Steuerung unmöglich macht. Gleichzeitig verringert sich der Anodenstrom I_a um den Betrag des Gitterstroms I_g in bezug auf den Emissionsstrom I_k (Katodenstrom) d. h.,

$$I_a = I_k - I_g. \tag{3.1}$$

Das ergibt unerwünschte Verzerrungen. Sind die entstehenden Verzerrungen ohne Belang oder werden sie durch schaltungstechnische Maßnahmen kompensiert, dann kann eine Aussteuerung bis in das Gebiet positiver Gitterspannungen erfolgen. Das setzt allerdings voraus, daß das Gitter infolge des Elektronenaufpralls (Gitterverlustleistung!) nicht in unzu-

lässigem Maße erhitzt wird und erfordert eine leistungsabgebende Gitterspannungsquelle (Treiberstufe). Anwendung findet diese Betriebsart z. B. in Senderendstufen (C-Betrieb).
Die bisherigen Betrachtungen zeigen die Abhängigkeit des Anodenstroms einer Triode von der Anodenspannung U_a und der Gitterspannung U_g, d. h.,

$$I_a = f(U_g, U_a). \tag{3.2}$$

Für die grafische Darstellung dieses Zusammenhangs im zweidimensionalen Koordinatensystem ergeben sich folgende 3 Möglichkeiten:

- I_a/U_g-Kennlinie
  Der Anodenstrom I_a wird bei dieser Darstellung in Abhängigkeit von der angelegten Gitterspannung U_g bei konstantgehaltener Anodenspannung U_a, d. h. U_a = const. = Parameter, aufgetragen.
- I_a/U_a-Kennlinie
  Der Anodenstrom I_a wird bei dieser Darstellung in Abhängigkeit von der angelegten Anodenspannung U_a bei konstantgehaltener Gitterspannung U_g, d. h. U_g = const. = Parameter, aufgetragen.
- U_a/U_g-Kennlinie
  Die Anodenspannung U_a wird bei dieser Darstellung in Abhängigkeit von der angelegten Gitterspannung U_g bei konstantgehaltenem Anodenstrom I_a, d. h. bei I_a = const. = Parameter, aufgetragen. Es ergibt sich die Durchgriffskennlinie. Diese Kennliniendarstellung ist allerdings ungebräuchlich.

Durch Variieren der Parameter in den für die Röhre zulässigen Grenzen ergeben sich Kennlinienscharen und somit Kennlinienfelder. Bild 46 zeigt die 3 Kennlinienfelder der Triode. Gleichzeitig geht aus diesem Bild hervor, wie aus einem Kennlinienfeld grafisch die beiden übrigen gewonnen werden können.
Für die Triode hat man ebenfalls bestimmte, die Röhre charakterisierende Kennwerte definiert. Die 3 wichtigsten sind

die Steilheit S,
der Innenwiderstand R_i und
der Durchgriff D.

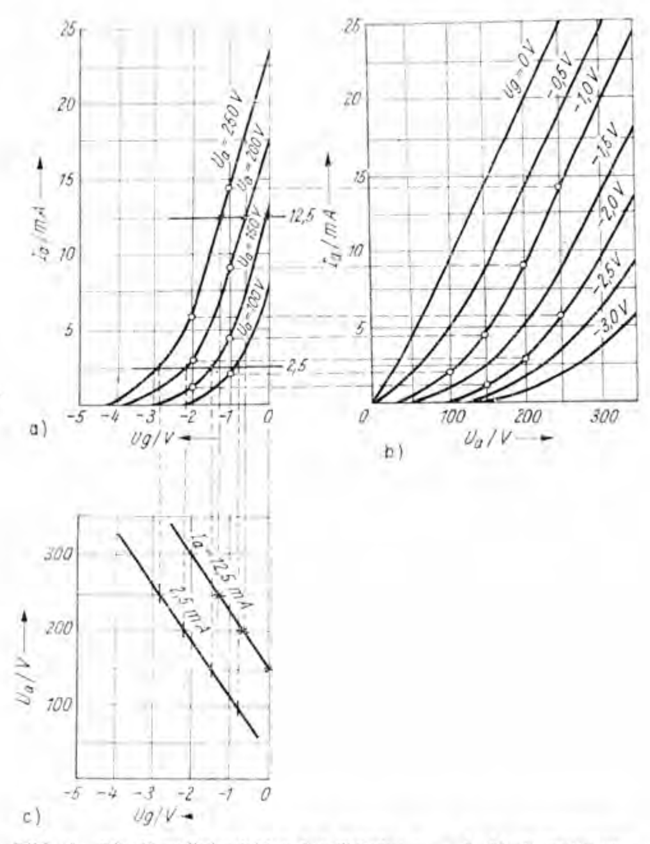


Bild 46 Die Kennlinienfelder der Triode; a — I_a/U_g-Kennlinienfeld, b — I_a/U_a-Kennlinienfeld, c — U_a/U_g-Kennlinienfeld (Das Bild zeigt gleichzeitig die Möglichkeit der grafischen Ableitung des einen Typs aus dem anderen)

3.1.1. Die Steilheit der Triode

Die *Steilheit* einer Triode kennzeichnet die Steuerwirkung der Gitterspannung auf den Anodenstrom. Sie läßt sich näherungsweise aus dem I_a/U_g-Kennlinienfeld als Quotient von Anodenstromänderung ΔI_a und Gitterspannungsänderung ΔU_g bei konstantgehaltener Anodenspannung bestimmen (Bild 47).

$$S \approx \frac{\Delta I_a}{\Delta U_g} \bigg| \; U_a = \text{const.} \qquad (3.3)$$

Der so ermittelte Wert ergibt bei gekrümmtem Kennlinienverlauf Abweichungen vom exakten Wert. Zur exakten Bestimmung der Steilheit für einen bestimmten Punkt der Kennlinie, z. B. für den vorgegebenen Arbeitspunkt A, ist im Punkt A die Tangente an die I_a/U_g-Kennlinie zu legen und ihr Anstieg, die Steilheit, durch das Verhältnis von Ordinatenabschnitt (I_a-Achse) und Abszissenabschnitt (U_g-Achse) zu bestimmen. Man kann auch kleinere Abschnitte (ΔI_a zu ΔU_g) auf der Tangente zur Berechnung der Steilheit im Punkt A wählen.

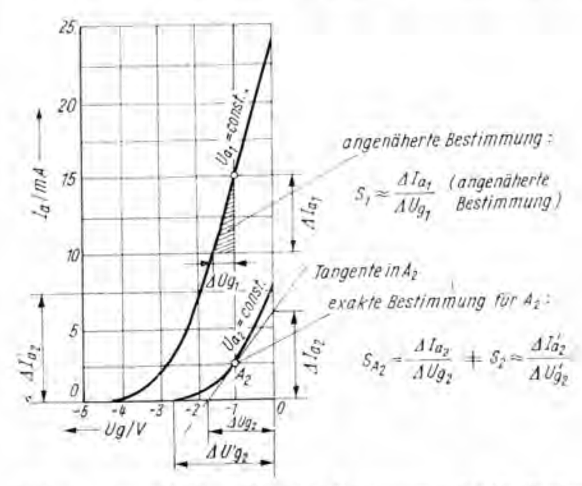


Bild 47 Angenäherte und exakte Bestimmung der Steilheit an der I_a/U_g-Kennlinie

Theoretisch lassen sich diese Abschnitte beliebig verkleinern. Aus den Differenzen ΔI_a und ΔU_g werden auf diese Weise schließlich die Differentiale dI_a und dU_g. Die exakte Definition der Steilheit ergibt sich dann als Differentialquotient

$$S = \frac{dI_a}{dU_g}\bigg|\ U_a = \text{const.} \qquad (3.3a)$$

3.1.2. Der Innenwiderstand der Triode

Der *Innenwiderstand* (Wechselstrominnenwiderstand!) der Triode charakterisiert den Widerstand, den die Röhre einer Anodenstromänderung, hervorgerufen durch eine Anodenspannungsänderung bei konstantbleibender Gitterspannung, entgegensetzt. Er ergibt sich näherungsweise im I_a/U_a-Kennlinienfeld als Quotient von Anodenspannungsänderung ΔU_a und Anodenstromänderung ΔI_a, gleichbleibende Gitterspannung vorausgesetzt.

$$R_i \approx \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}\bigg|\ U_g = \text{const.} \qquad (3.4)$$

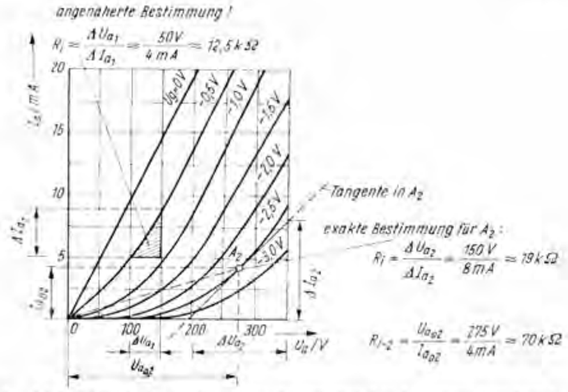


Bild 18 Angenäherte und exakte Bestimmung des Innenwiderstands aus dem I_a/U_a-Kennlinienfeld. Für den Arbeitspunkt A_2 wurde zusätzlich die Ermittlung des *Gleichstrom*widerstands vorgenommen

Auch hier gilt für die exakte Bestimmung des Innenwiderstands in einem gewählten Arbeitspunkt A das bereits bei der Steilheit beschriebene Verfahren, d. h. Einzeichnen der Tangente und Errechnen des Quotienten aus den Achsenabschnitten (Bild 48). Mathematisch erfolgt analog der Übergang zur Differentialrechnung, also

$$R_i = \frac{dU_a}{dI_a}\bigg| \; U_g = \text{const.} \tag{3.4a}$$

3.1.3. Der Durchgriff der Triode

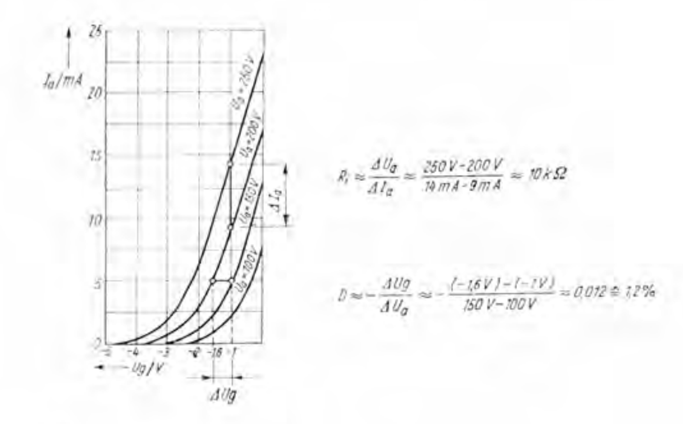
Als dritter Kennwert war der *Durchgriff* genannt. Er kennzeichnet die Wechselwirkung zwischen Anodenspannungsänderungen und Gitterspannungsänderungen. Wurde durch die Wahl der Gitter- und Anodenspannung ein bestimmter Anodenstrom erzielt, so ändert sich seine Größe bei Änderung der Gitter- oder Anodenspannung. Angenommen, die Gitterspannung wird negativer, dann geht bei konstantgehaltener Anodenspannung der Anodenstrom zurück (I_a/U_g-Kennlinie!). Dieser Stromrückgang läßt sich aufheben, indem die Anode eine erhöhte Spannung erhält und damit – durch das Gitter „durchgreifend" – den ursprünglichen Anodenstrom hervorruft. Das geht auch anschaulich aus dem I_a/U_g- und dem I_a/U_a-Kennlinienfeld hervor. Damit ein konstanter Stromfluß durch die Röhre erzielt wird, ist bei Änderung von U_a oder U_g eine Änderung von U_g oder U_a notwendig (Bild 49).

Das Verhältnis von Gitterspannungsänderung ΔU_g zu Anodenspannungsänderung ΔU_a bei konstantbleibendem Anodenstrom wird mit Durchgriff bezeichnet, d. h.,

$$D = -\frac{\Delta U_g}{\Delta U_a}\bigg| \; I_a = \text{const.} \tag{3.5}$$

Dabei drückt das negative Vorzeichen die verschieden gerichtete Änderung beider Spannungen zum Erzielen eines konstanten Anodenstroms aus.

Der *Durchgriff* D ist eine dimensionslose Röhrenkonstante und



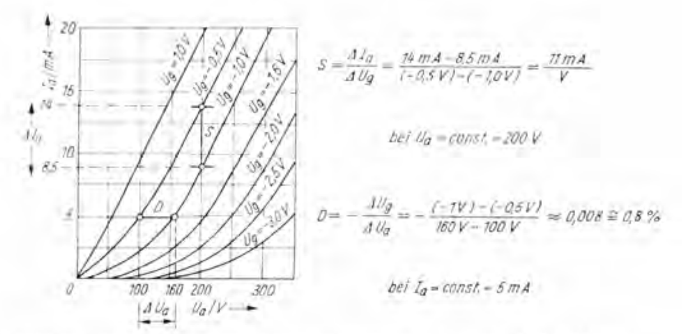


Bild 19 Bestimmung der Röhrenkennwerte; a — im I_a/U_g-Kennlinienfeld, b — im I_a/U_a-Kennlinienfeld

wird oft in Prozenten angegeben, da $D < 1$ und damit $D < 100\,\%$. Die exakte Definition des Durchgriffs lautet

$$D = \frac{dU_g}{dU_a} \quad I_a = \text{const.} \qquad (3.5\,a)$$

3.1.4. Die Barkhausensche Röhrengleichung

Zwischen den erläuterten Kennwerten der Triode besteht ein enger Zusammenhang. Das geht schon aus der Tatsache hervor, daß ein großer Durchgriff ein weitmaschiges, von der Katode verhältnismäßig weit entferntes Gitter erfordert. Eine solche Röhrenkonstruktion bedingt andererseits eine geringe Steilheit. Bild 50 zeigt einige Konstruktionsmerkmale der Triode, die ausschlaggebend die Größen der Kennwerte beeinflussen. *Barkhausen* fand folgenden leicht zu merkenden Zusammenhang für einen beliebig gewählten Arbeitspunkt

$$S \cdot D \cdot R_i = 1 \tag{3.6}$$

(Barkhausensche Röhrengleichung, innere Röhrengleichung). Wenn man die entsprechenden Beziehungen, Gleichungen (3.3b), (3.4b) und (3.5b) einsetzt und kürzt, folgt, vom Minuszeichen bei $- U_g$ abgesehen,

$$\left(\frac{dI_a}{d\,U_g}\right) \cdot \left(\frac{-\,dU_g}{d\,U_a}\right) \cdot \left(\frac{dU_a}{d\,I_a}\right) = 1. \tag{3.6a}$$

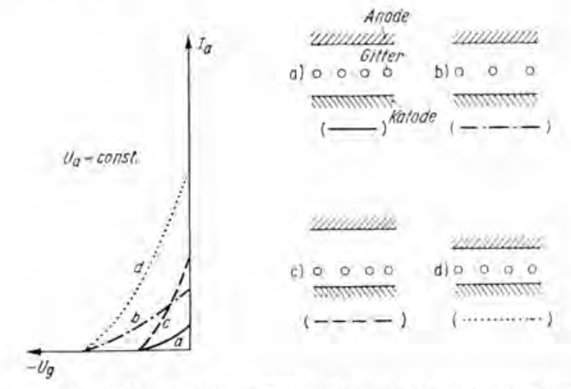


Bild 50 Abhängigkeit der Röhrenkennwerte von der Konstruktion; a — Bezugsröhre, b — vergrößerter Abstand zwischen den Gitterdrähten, D steigt, c — Abstand Gitter — Katode verringert, S steigt, d — Abstand Gitter — Katode verringert, Abstand Anode — Katode verringert, S und D steigen

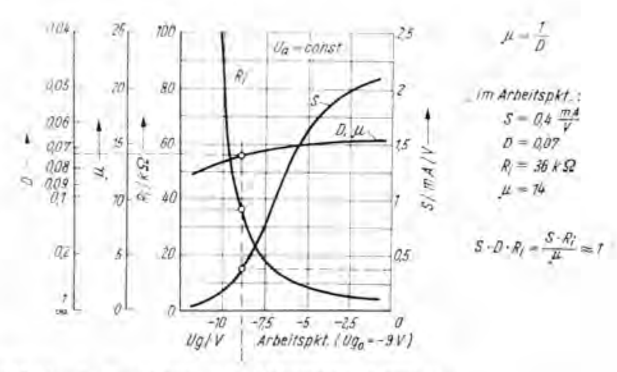


Bild 51 S, R_i, D und μ in Abhängigkeit von U_g

Einen ähnlichen Zusammenhang hatten wir schon bei der Diode, vergleiche Gleichung (2.8a), gefunden.

Eine grafische Darstellung von Steilheit, Durchgriff und Innenwiderstand in Abhängigkeit von der Gitterspannung ($U_g <$ 0 V) zeigt Bild 51. Die dargestellten Abhängigkeiten lassen sich aus den 3 Kennlinienfeldern der Triode ableiten. Sie zeigen den in der Barkhausenschen Röhrengleichung festgehaltenen Zusammenhang für einen bestimmten Arbeitspunkt, eingestellt durch die konstante Anodenspannung und die unabhängig veränderliche Gitterspannung.

Wenden wir uns zuerst dem Steilheitsverlauf zu. Die Steilheit, aufgetragen im mA/V, ist im gesperrten Zustand der Röhre, d. h. bei stark negativem Gitter, Null. Der flache Anlauf der I_a/U_g-Kennlinie bedingt kleine Steilheitswerte (geringer Anstieg der Tangenten). Mit abnehmender negativer Gitterspannung wächst der Anstieg der Tangente und damit die Steilheit. Die Steilheit ist also ein vom Arbeitspunkt abhängiger Kennwert.

Der Innenwiderstandsverlauf in Abhängigkeit von der Gitterspannung geht aus der I_a/U_a-Kennlinie für die festgehaltene Spannung U_a hervor. Bei hoher negativer Gittervorspannung bleibt die Röhre gesperrt, d. h., R_i wird unendlich groß. Sinkt die negative Gitterspannung, so ergeben sich I_a/U_a-Kennlinien

mit nur geringem Anstieg, d. h., das Verhältnis $\Delta U_a/\Delta I_a$ und damit R_i ist groß. Ein weiteres Absinken der Gittervorspannung bewirkt bei der vorgegebenen Anodenspannung I_a/U_a-Kennlinien, deren Tangenten im sich einstellenden Arbeitspunkt immer steiler werden. Das bedeutet ein Absinken des Innenwiderstands mit abnehmender negativer Gitterspannung.

Das ungebräuchliche U_a/U_g-Kennlinienfeld zeigt über den gesamten Bereich annähernd konstante Werte für den Durchgriff D als Verhältnis von $-\Delta U_g/\Delta U_a$. Genauere Messungen zeigen allerdings eine geringe Veränderung in Abhängigkeit von U_g, die scheinbar im Widerspruch zu der Behauptung, D sei eine konstruktiv bedingte Röhrenkonstante, stehen. Dazu eine kurze Erläuterung: Der in Gleichung (3.5b) definierte Durchgriff wird oft als technischer Durchgriff bezeichnet. Er stimmt mit dem physikalisch definierten Durchgriff, d. h. dem konstantbleibenden Verhältnis von Anoden-Katoden-Kapazität zur Gitter-Katoden-Kapazität im normalen Arbeitsgebiet der Röhre, überein. Bei stark negativem Gitter weichen die bei der Betrachtung idealisierten Verhältnisse von den tatsächlichen erheblich ab. Der technische Durchgriff sinkt — daher bei $U_g \ll 0$ — etwas unter den konstanten und konstruktionsbedingten Wert des physikalischen Durchgriffs. Der physikalische Durchgriff ergibt sich aus dem Verhältnis von Anoden-Katoden-Kapazität zu Gitter-Katoden-Kapazität, d. h.,

$$D = \frac{C_{ak}}{C_{gk}}. \tag{3.7}$$

3.1.5. Die Ableitung der Steuerspannung

Die Elektroden der Röhre kann man mit den Platten eines Kondensators vergleichen. Dabei muß die Ladung auf der Katode in ihrer Größe mit der Ladung auf dem Gitter und der Anode übereinstimmen.

Es gilt

$$|Q_k| = |Q_g + Q_a|. \tag{3.8}$$

Für eine Ladung besteht allgemein der Zusammenhang

$$Q = C \cdot U. \tag{3.9}$$

Daraus erhält man

$$Q_g = C_{gk} \cdot U_{gk} \text{ und} \tag{3.10}$$

$$Q_a = C_{ak} \cdot U_{ak}. \tag{3.11}$$

In (3.10) ist U_{gk} mit der bisher angeführten Gitterspannung U_g und in (3.11) ist U_{ak} mit der bisher angeführten Anodenspannung U_a identisch. Aus (3.10) und (3.11) folgt somit

$$Q_g = C_{gk} \cdot U_g \text{ und} \tag{3.10a}$$

$$Q_a = C_{ak} \cdot U_a. \tag{3.11a}$$

In (3.8) eingesetzt, erhält man schließlich

$$Q_k = C_{gk} \cdot U_g + C_{ak} \cdot U_a \tag{3.8a}$$

und nach Ausklammern von C_{gk}

$$Q_k = C_{gk} \left(U_g + \frac{C_{ak}}{C_{gk}} U_a \right) . \tag{3.8b}$$

Da nach (3.7) der Durchgriff eingeführt werden kann, folgt

$$Q_k = C_{gk} (U_g + D \cdot U_a). \tag{3.8c}$$

Das Ladungsgleichgewicht in der Röhre wird also durch eine Summenspannung, bestehend aus der Gitterspannung und dem durch den Durchgriff festgelegten Teil der Anodenspannung, gesteuert. Daher bezeichnet man diese Summenspannung als Steuerspannung U_{st} und setzt

$$U_{st} = U_g + D \cdot U_a. \tag{3.12}$$

Damit ergibt sich schließlich

$$Q_k = C_{gk} \cdot U_{st}. \tag{3.8d}$$

Ein Vergleich zwischen Gleichung (3.8d) und der schon bei der Diode genannten Gleichung (2.3) zeigt bestimmte Analogien. Man spricht deshalb oft auch von einer Ersatzdiode, die durch Einführen der Steuerspannung aus der Triode hervorgeht, wobei die Anode die Spannung U_{st} entsprechend Gleichung (3.12) erhält (Bild 53). Der Anodenstrom einer Diode im Raumladungsgebiet ergab sich mit Gleichung (2.4) zu

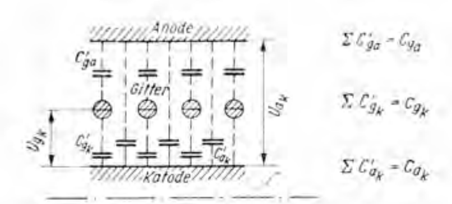


Bild 52 Schnitt durch die Triode mit Angabe der Spannungen und Kapazitäten

$$I_a = K \cdot U_a^{\frac{3}{2}}. \tag{2.6}$$

Setzt man für U_a die Steuerspannung U_{st}, dann folgt

$$I_a = K \cdot U_{st}^{\frac{3}{2}} \tag{3.2a}$$

und mit Gleichung (3.12)

$$I_a = K\,(U_g + D \cdot U_a)^{\frac{3}{2}}, \tag{3.2b}$$

wobei I_a bei negativem U_g, d. h. bei $I_g = 0$ entsprechend Gleichung (3.1), mit I_a übereinstimmt.

Die Gleichung (3.2b) zeigt nochmals den engen Zusammenhang zwischen Gitter- und Anodenspannung. Um einen veränderten Stromfluß durch die Röhre zu erzielen, kann die Gitterspannung oder die Anodenspannung geändert werden; selbstverständlich können sich auch beide ändern. Dieser letzte

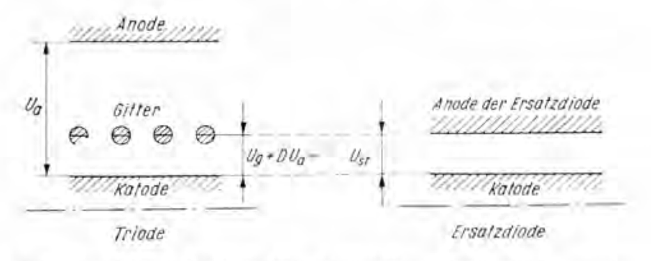


Bild 53 Schnitt durch die Triode und Ersatzdiode mit Angabe der Spannungen

Fall spielt im nachfolgend beschriebenen dynamischen Betrieb der Röhre eine wichtige Rolle. Eine Gitterspannungsänderung bewirkt über die Röhrenkonstante K und den Exponenten 3/2 eine starke Anodenstromänderung, während eine Anodenspannungsänderung nur eine entsprechend dem jeweiligen Durchgriffswert geringere Veränderung des Anodenstroms verursacht. Aus Gleichung (3.2b) geht aber auch hervor, daß bei entsprechenden Änderungen der Spannungen an Gitter und Anode

$$\Delta U_g + D \cdot \Delta U_a = 0 \tag{3.13}$$

d. h. bei

$$\Delta U_g = -D \cdot \Delta U_a \tag{3.13a}$$

der Strom I_a unverändert bleibt. Daraus folgt wiederum die Definition des Durchgriffs, denn Gleichung (3.13a) nach D aufgelöst, liefert

$$D = -\left.\frac{\Delta U_g}{\Delta U_a}\right| I_a = \text{const.} \tag{3.5}$$

3.2. Die Triode im dynamischen Betrieb

3.2.1. Dynamische Steilheit

Die bisherigen Betrachtungen zur Triode beschränkten sich auf den statischen Betrieb, d. h., der Anodenkreis der Röhre war kurzgeschlossen. Den Innenwiderstand der Anodenspannungsquelle kann man vernachlässigen bzw. durch Ausregeln auf eine konstante Anodenspannung bei unterschiedlichen Anodenströmen wirkungslos machen. Im praktischen Betrieb treten jedoch stets rein Ohmsche oder komplexe Widerstände im Anodenkreis auf. Aus dem statischen Betrieb wird damit der dynamische Betrieb.

Für die nachfolgenden Überlegungen gehen wir von einer Anodenspannungsquelle (Betriebsspannungsquelle) aus, die in weiten Grenzen eine vom fließenden Strom unabhängige Betriebsspannung U_B abgibt (kleines R_i), d. h. $U_B \approx$ const.

Der Strom durch die Röhre wird dann entsprechend dem I_a/U_g-Kennlinienfeld durch die jeweils anliegende Gitterspannung bestimmt. Fügt man in den Anodenkreis einen Ohmschen Widerstand, den Arbeitswiderstand R_a, ein, dann durchfließt diesen gleichfalls der Anodenstrom I_a. Über dem Widerstand R_a kommt es zum Spannungsabfall U_{R_a} entsprechend der Beziehung

$$U_{R_a} = I_a \cdot R_a. \qquad (3.14)$$

Gleichzeitig verringert sich die Anodenspannung entsprechend der Spannungsteilung um den Betrag U_{R_a}, d. h.,

$$U_a = U_B - I_a \cdot R_a. \qquad (3.15)$$

Diese Verhältnisse lassen sich übersichtlich im I_a/U_a-Kennlinienfeld der Triode verfolgen. Ausgehend von einer konstanten Betriebsspannung U_B, ergibt sich mit Gleichung (3.15) für einen vorgegebenen Arbeitswiderstand R_a zu jedem Anodenstrom I_a eine bestimmte, eindeutig festgelegte Anodenspannung U_a, wobei im vorliegenden Fall nur Werte für $U_a \geq 0$ sinnvoll sind. Durch Einzeichnen und Verbinden dieser Punkte erhält man die Widerstandsgerade für den jeweiligen Widerstand R_a im I_a/U_a-Kennlinienfeld. 2 Punkte zeichnen sich besonders aus und genügen daher für das Einzeichnen der Widerstandsgeraden (Bild 54), und zwar die Punkte für:

$I_a = 0$,
dann folgt aus Gleichung (3.15) $U_a = U_B$; das ist der Schnittpunkt der Widerstandsgeraden mit der Abszisse (U_a-Achse).

$U_a = 0$,
dann folgt aus Gleichung (3.15) $I_a = U_B/R_a$; das ist der Schnittpunkt der Widerstandsgeraden mit der Ordinate (I_a-Achse). (Dieser Wert wird im praktischen Betrieb nicht erreicht.)

Mit Hilfe dieser 2 Punkte kann bei vorgegebener Betriebsspannung leicht eine nicht zu steil verlaufende Widerstandsgerade eingezeichnet werden. Ihre Steilheit nimmt mit kleiner werdendem R_a zu. Für $R_a = 0$ wird sie schließlich zur Senkrechten in U_B. Selbstverständlich können beliebig anders gewählte I_a- bzw. U_a-Werte zur Bestimmung der Widerstands-

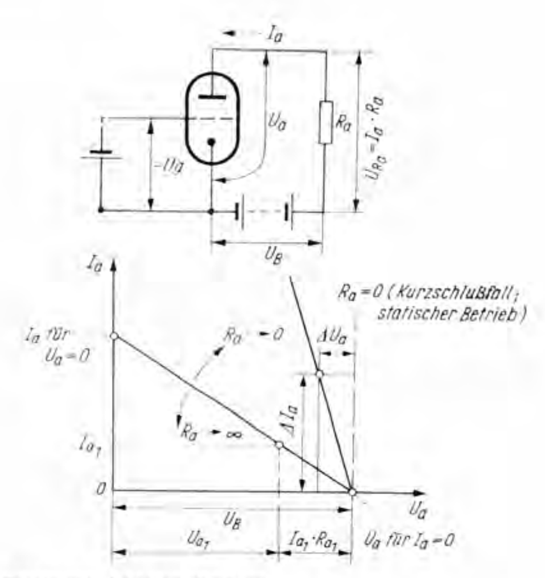


Bild 54 Triode mit Arbeitswiderstand

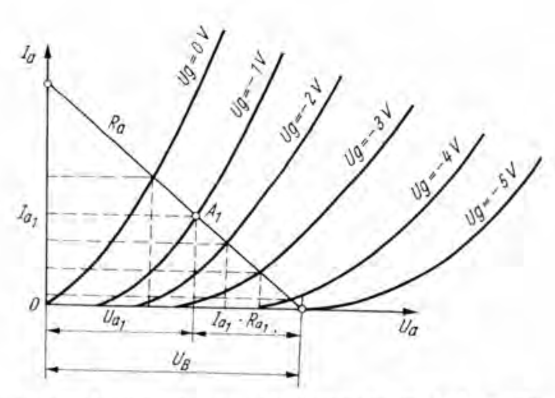


Bild 55 Die Widerstandsgerade (Arbeitsgerade im I_a/U_a-Kennlinienfeld)

geraden nach Gleichung (3.15) dienen (z. B. der Wert $I_a = 0 \rightarrow U_a = U_B$ und der Wert $I_{a1} \rightarrow U_{a1}$). Das gilt besonders bei steil ansteigenden Widerstandsgeraden. Auch das Verfahren durch Einzeichnen von ΔU_a und ΔI_a mit $\Delta U_a = R_a \cdot \Delta I_a$ wird angewendet.

Im I_a/U_a-Kennlinienfeld ergeben sich Schnittpunkte zwischen der Widerstandsgeraden und den I_a/U_a-Kennlinien mit U_g als Parameter. Für jeden Schnittpunkt kann man sofort den sich bei einer bestimmten Gitterspannung U_g einstellenden Anodenstrom I_a und die jeweils an der Anode anliegende Anodenspannung U_a ablesen (Bild 55).

Im allgemeinen Fall liegen am Gitter einer Verstärkerröhre Wechselspannungen. Wir beschränken uns auf sinus- oder kosinusförmig verlaufende Größen und legen fest (vgl. Gl.2.16)

$$u_{g\sim} = \widehat{U}_g \cos \omega t. \tag{3.16}$$

Diese Wechselspannung ist einer konstanten Gittervorspannung U_{g_0}, die den Arbeitspunkt bestimmt, überlagert. Insgesamt liegt damit am Gitter die Spannung u_g an. Sie setzt sich aus

$$u_g = U_{g_0} + u_{g\sim} \tag{3.17}$$

und mit Gleichung (3.16) aus

$$u_g = U_{g_0} + \widehat{U}_g \cos \omega t \tag{3.17a}$$

zusammen.

Analog kann man für den Anodenstrom i_a schreiben:

$$i_a = I_{a_0} + i_{a\sim}. \tag{3.18}$$

und damit

$$i_a = I_{a_0} + \hat{I} \cos \omega t. \tag{3.18a}$$

Bild 56 zeigt noch einmal die Darstellung dieser Größen an der I_a/U_g-Kennlinie. Man erkennt, daß I_{a_0} durch U_{g_0} bestimmt wird (Analogie zur Diode mit U_{a_0}!) und für die Wechselgrößen bei kleinen Aussteuerungen im statischen Fall der Zusammenhang

$$i_{a\sim} = S \cdot u_{g\sim} \tag{3.19}$$

geschrieben werden kann.

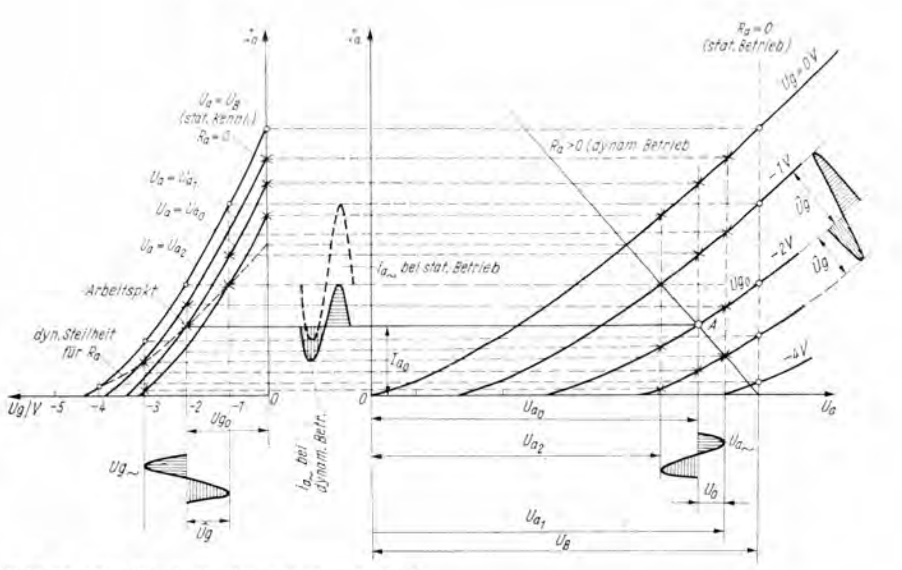


Bild 56 Die Triode im dynamischen Betrieb

Die gleichen Betrachtungen am I_a/U_a-Kennlinienfeld mit eingezeichneter Widerstandsgeraden liefern einige grundsätzlich neue Erkenntnisse. Auch hier läßt sich wieder

$$u_a = U_{a_0} + \widehat{U}_a \cos \omega t \qquad (3.20)$$

schreiben, wobei U_{a_0} die Anodengleichspannung im Arbeitspunkt ist, festgelegt durch die Betriebsspannung U_B, den Arbeitswiderstand R_a und die Gittervorspannung U_{g_0}. Bei diesem Betriebsfall hat man den Verlauf der Gitterwechselspannung im Verhältnis zur Anodenwechselspannung zu beachten. Während Gitterwechselspannung und Anodenwechselstrom in gleicher Phase schwingen, d. h., die positive Halbwelle der Gitterwechselspannung ergibt zum gleichen Zeitpunkt eine positive Halbwelle des Anodenwechselstroms, schwingt die Anodenwechselspannung mit entgegengesetzter Phase (180° Phasenverschiebung bei rein Ohmschem Arbeitswiderstand). Das ergibt sich aus der Tatsache, daß der bei relativ gering negativem Gitter fließende größere Anodenstrom (positive Halbwelle) einen erhöhten Spannungsabfall gemäß Gleichung (3.14) über R_a zur Folge hat und damit die Anodenspannung entsprechend Gleichung (3.15) mit zunehmendem Anodenstrom abnimmt und umgekehrt.

Für die Betrachtungen zur Verstärkung interessieren, von der vorzunehmenden Arbeitspunkteinstellung abgesehen, weniger die Gleichgrößen U_{g_0}, I_{a_0} und U_{a_0}, sondern von ausschlaggebender Bedeutung sind die Wechselgrößen $u_{g\sim}$, $i_{a\sim}$ und $u_{a\sim}$. Jede Wechselgröße der Form

$$u_\sim = \widehat{U} \cos (\omega t + \varphi_u) \quad [\text{vgl. Gl. (2.16)}]$$

läßt sich als Funktion in einem Koordinatensystem mit der Amplitude als Ordinate und Zeit als Abszisse darstellen (vgl. Bild 21). Eine weitere Darstellungsmöglichkeit ist das Zeigerdiagramm, d. h. die Darstellung der Wechselgröße als Zeiger in Polarkoordinaten, wobei seine Länge dem Scheitelwert $\widehat{U}$ und seine Lage im Koordinatensystem dem Winkel φ_u entspricht. Da im betrachteten Fall alle Wechselgrößen die gleiche Frequenz aufweisen, kann die fortlaufende Drehung bei den Betrachtungen entfallen (ruhende Zeiger). Für diese ruhenden Zeiger werden

große deutsche Buchstaben mit entsprechendem Index verwendet; aus $u_{\sim} \to \mathfrak{U}$. Der Betrag (die Länge des Zeigers) ist

$$|\mathfrak{U}| = \widehat{U}. \tag{3.21}$$

Der Phasenwinkel $\varphi_{\mathfrak{U}}$ charakterisiert die Lage im Koordinatensystem (Bild 57). 2 solche Wechselgrößen sind nur dann einander gleich, wenn sie in Betrag *und* Phase übereinstimmen, d. h.,

$$\left.\begin{array}{l} \mathfrak{U}_1 = \mathfrak{U}_2, \\ \text{wenn} \\ |\mathfrak{U}_1| = |\mathfrak{U}_2| \text{ d. h., } \widehat{U}_1 = \widehat{U}_2 \\ \textit{und} \\ \varphi_{\mathfrak{U}_1} = \varphi_{\mathfrak{U}_2}. \end{array}\right\} \tag{3.22a}$$

Bei 180° Phasenverschiebung gilt

$$\left.\begin{array}{l} \varphi_{\mathfrak{U}_1} - \varphi_{\mathfrak{U}_2} = 180^\circ = \pi. \\ \text{Nimmt man die Phase der Wechselspannung } \mathfrak{U}_1 \\ \text{zum Ausgangspunkt, dann erhält man schließlich,} \\ \text{wenn} \\ \widehat{U}_1 = \widehat{U}_2 \quad \text{(Schwingungen gleicher Amplitude),} \\ \mathfrak{U}_1 = -\mathfrak{U}_2. \end{array}\right\} \tag{3.22b}$$

Bei der Darstellung im Zeigerdiagramm weisen sie einander entgegengesetzte Richtungen auf.

Aus diesen Erläuterungen folgt für das Zeigerdiagramm der Triode das Bild 58. $\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{J}_a$ liegen in Phase, während $\mathfrak{U}_a$ um 180° verschoben in entgegengesetzte Richtung weist. Verwendet man als Arbeitswiderstand keinen rein Ohmschen Widerstand R_a, sondern einen komplexen Arbeitswiderstand $\mathfrak{Z}_a$ (das ist durch Koppelkapazitäten, Schaltkapazitäten usw. fast immer der Fall), dann muß die Arbeitsgerade durch eine Ellipse um den Arbeitspunkt als Zentrum ersetzt werden. In diesem Fall beträgt die Phasenverschiebung zwischen Gitterwechselspannung und Anodenwechselspannung weniger oder mehr als 180°. Bei grafischen Darstellungen wird allerdings fast ausschließlich die Näherungsbetrachtung mittels einer Geraden vorgenommen.

Für den statischen Fall galt Gleichung (3.18). Sie läßt sich mit

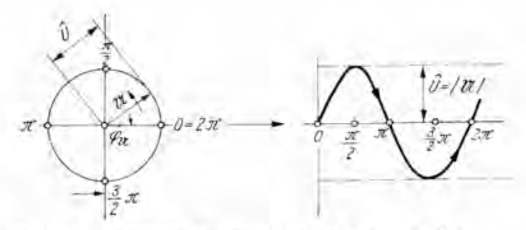


Bild 57 Darstellung einer Wechselgröße als Zeiger



Bild 58 Zeigerdiagramm für U_g, U_a und I_a bei der Triode mit Ohmschem (reellem) Arbeitswiderstand

der obenerläuterten Schreibweise der Wechselgrößen durch die Beziehung

$$\mathfrak{I}_a = S \cdot \mathfrak{U}_g \tag{3.19a}$$

ersetzen. Betrachten wir noch einmal den linken Teil des Bildes 56, so kann man für den dynamischen Betrieb keine derartige Beziehung angeben, da U_a bei der Aussteuerung fortwährend schwankt. Es läßt sich aber für jedes U_g eindeutig ein zugehöriges U_a und I_a im I_a/U_a-Kennlinienfeld (rechter Teil des Bildes) angeben. Durch Projizieren der entsprechenden Anodenströme I_a auf die jeweilige I_a/U_g-Kennlinie mit dem entsprechenden U_a als Parameter ergeben sich bestimmte Schnittpunkte im I_a/U_g-Kennlinienfeld. Die gleichen Punkte erhält man im I_a/U_g-Kennlinienfeld als Schnittpunkte der sich bei den verschiedenen Gitterspannungen U_g einstellenden Ströme I_a. Verbindet man diese Punkte, so ergibt sich eine ansteigende Kurve, deren Anstieg in Punkt A (Arbeitspunkt) *dynamische Steilheit* S_d genannt wird. Sie ist leicht gekrümmt, weshalb sich Verzerrungen nicht völlig vermeiden lassen. Analog zu Gleichung (3.19a) gilt nun für den dynamischen Betrieb (bei kleinen Aussteuerungen)

$$\mathfrak{I}_a = S_d \cdot \mathfrak{U}_g. \tag{3.19b}$$

Die dynamische Steilheitskennlinie zeigt einen flacheren Verlauf als die statische I_a/U_g-Kennlinie. Ihr Anstieg sinkt mit zunehmendem R_a und wird bei $R_a \to \infty$ gleich 0. Es gilt im Arbeitspunkt A der statischen und der dynamischen Steilheit allgemein der Zusammenhang

$$S > S_d \text{ für } R_a > 0. \tag{3.23}$$

Es soll noch erwähnt werden, daß die dynamische Steilheitskennlinie im I_a/U_g-Kennlinienfeld geradliniger als die statische I_a/U_g-Kennlinie verläuft. Die Verzerrungen (Klirrfaktor bei der Verstärkung) sind dadurch geringer.

Für den statischen Fall galt bei kleinen Aussteuerungen Gleichung (3.19). Schon auf Seite 73 wird darauf hingewiesen, daß für den Strom durch die Röhre die Anodenspannung infolge des Durchgriffs mit verantwortlich ist. Im dynamischen Fall treten an der Anode fortwährend wechselnde Spannungen auf, weshalb es naheliegt, diesen Faktor mit einzubeziehen. Man setzt in Gleichung (3.19) an die Stelle von $\mathfrak{U}_g$ die Steuerwechselspannung $\mathfrak{U}_{st}$

$$\mathfrak{U}_{st} = \mathfrak{U}_g + D \cdot \mathfrak{U}_a \tag{3.12a}$$

und schreibt

$$\mathfrak{I}_a = S \cdot \mathfrak{U}_{st} \tag{3.19c}$$

$$\mathfrak{I}_a = S\,(\mathfrak{U}_g + D \cdot \mathfrak{U}_a). \tag{3.19d}$$

Da

$$\mathfrak{U}_a = -\mathfrak{I}_a \cdot R_a \tag{3.14a}$$

(das negative Vorzeichen rührt von der Phasenverschiebung von 180° bei rein Ohmschem R_a zwischen $\mathfrak{U}_a$ und $\mathfrak{I}_a$ her), folgt

$$\mathfrak{I}_a = S\,(\mathfrak{U}_g - D\,\mathfrak{I}_a \cdot R_a). \tag{3.19e}$$

Nach $\mathfrak{I}_a$ aufgelöst, folgt

$$\mathfrak{I}_a = S\,\mathfrak{U}_g - S \cdot D\,\mathfrak{I}_a \cdot R_a \tag{3.19f}$$

$$\mathfrak{I}_a = \frac{S}{1 + S\,D \cdot R_a} \cdot \mathfrak{U}_g. \tag{3.19g}$$

Mit Gleichung (3.6) – (Barkhausensche Röhrengleichung) – folgt schließlich

$$\mathfrak{J}_a = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{R_i}} \cdot \mathfrak{U}_g. \qquad (3.19h)$$

Ein Vergleich zwischen Gleichung (3.19b) und Gleichung (3.19h) liefert für die dynamische Steilheit

$$S_d = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{R_i}}. \qquad (3.24)$$

Setzt man zur Probe $R_a = 0$, so erhält man erwartungsgemäß $S_d = S$.

3.2.2. Die Spannungsverstärkung der Röhre

Ein weiterer wichtiger Begriff bei Verstärkerstufen ist der Verstärkungsfaktor $\mathfrak{v}$. Er wird unter Berücksichtigung der Phase als Verhältnis von verstärkter, d. h. am Arbeitswiderstand auftretender Anodenwechselspannung $\mathfrak{U}_a$ und dem Gitter zugeführter Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g$ definiert.

$$\mathfrak{v} = \frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{U}_g}, \qquad (3.25)$$

wobei

$$|\mathfrak{v}| = v = \frac{|\mathfrak{U}_a|}{|\mathfrak{U}_g|} = \frac{\widehat{U}_a}{\widehat{U}_g} \qquad (3.26)$$

und

$$\varphi\mathfrak{v} = \varphi\mathfrak{U}_a - \varphi\mathfrak{U}_g \qquad (3.27)$$

gilt.

Aus Gleichung (3.26) geht hervor, um welchen Faktor v die Anodenwechselspannung gegenüber der Gitterwechselspannung verstärkt wurde; die Größe von v kann man z. B. durch Ausmessen von $\widehat{U}_g$ und $\widehat{U}_a$ im I_a/U_a-Kennlinienfeld ermitteln. Der Phasenwinkel der Verstärkung spielt besonders bei der Berechnung von Rückkopplungsschaltungen eine große Rolle (Näheres dazu siehe Literaturverzeichnis).

Die angeführte Definitionsgleichung (3.25) ermöglicht die rechnerische Bestimmung von $\mathfrak{v}$ aus den Kennwerten der Röhre und dem Arbeitswiderstand R_a.

Mit

$$\mathfrak{v} = \frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{U}_g} \tag{3.25}$$

folgt unter Verwendung von

$$\mathfrak{U}_a = -\mathfrak{J}_a \cdot R_a \tag{3.14 a}$$

und

$$\mathfrak{J}_a = S_d \cdot \mathfrak{U}_g \tag{3.19 b}$$

$$\mathfrak{v} = -\frac{\mathfrak{J}_a \cdot R_a \cdot S_d}{\mathfrak{J}_a} \tag{3.25d}$$

$$\mathfrak{v} = -S_d \cdot R_a \,. \tag{3.25 e}$$

Unter Berücksichtigung von Gleichung (3.24) ergibt sich schließlich

$$\mathfrak{v} = -\frac{S}{1 + \frac{R_a}{R_i}} \cdot R_a = -S \frac{R_i \cdot R_a}{R_i + R_a} \tag{3.25 f}$$

oder mit Gleichung (3.6)

$$\mathfrak{v} = -\frac{1}{D} \cdot \frac{R_a}{R_i + R_a} \,. \tag{3.25 g}$$

Das auftretende Minuszeichen kennzeichnet auch in diesem Fall die Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{U}_a$ und $\mathfrak{U}_g$. Sie beträgt bei reellem Arbeitswiderstand 180°.

Für den Betrag der Verstärkung folgt

$$|\mathfrak{v}| = v = \frac{U_a}{U_g} = \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R_i}{R_a}} \,. \tag{3.26 a}$$

Diese letzte Gleichung ermöglicht eine Betrachtung der den Verstärkungsvorgang beeinflussenden Faktoren. Macht man das Verhältnis R_i/R_a sehr klein [großer Arbeitswiderstand im

Verhältnis zum (Wechselstrom-) Innenwiderstand der Röhre], dann arbeitet die Röhre nahezu im Leerlauf. Die Verstärkung hängt dann praktisch nur noch vom Durchgriff ab:

$$v \approx \frac{1}{D}$$

bei $R_a \gg R_i$ und damit $\frac{R_i}{R_a} \to 0$.

Den reziproken Wert des Durchgriffs bezeichnet man deshalb häufig als Leerlaufverstärkungsfaktor μ.

$$\mu = \frac{1}{D}. \tag{3.28}$$

Er gibt die maximal erzielbare *Spannungs*verstärkung für die Röhre an. Theoretisch könnte R_a beliebig groß gewählt werden; das stößt aber infolge der sich dadurch einstellenden sehr niedrigen Anodengleichspannung auf Schwierigkeiten. Der optimale Wert für Trioden beträgt bei Spannungsverstärkung

$$R_a = 3 \ldots 5\, R_i\ .$$

Das geht sehr übersichtlich aus der grafischen Darstellung des Zusammenhangs der Gleichung (3.26a) hervor. Es galt

$$v = \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R_i}{R_a}}, \tag{3.26a}$$

daraus folgt mit Gleichung (3.28) nach einer Umformung

$$\frac{v}{\mu} = \frac{1}{1 + \frac{R_i}{R_a}},$$

für $R_a \to \infty$ folgt $\frac{v}{\mu} \to 1$; d. h.,

$$v \approx \mu,$$

für $R_a \to 0$ folgt $\frac{v}{\mu} \to 0$; d. h.,

$$v \approx 0,$$

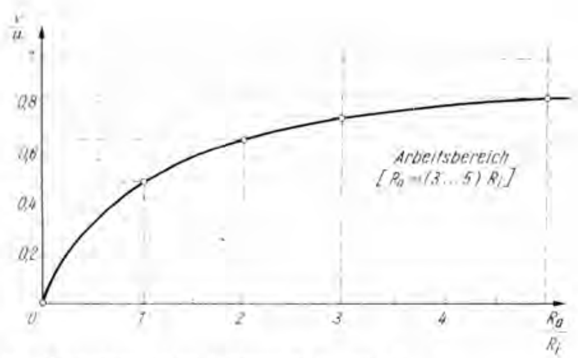


Bild 59 Verstärkung v in Abhängigkeit von R_a

für $R_a = R_i$ folgt $\frac{v}{\mu} = \frac{1}{2}$; d. h.,

$$v = \frac{\mu}{2}.$$

Zeichnet man diese Punkte — ergänzt durch einige Zwischenwerte — in ein Koordinatensystem mit v/μ als Ordinate und R_a/R_i als Abszisse, so ergibt sich Bild 59. Es zeigt deutlich, daß schon bei $R_a/R_i = 3$; d. h., $R_a = 3\ R_i$ die Verstärkung v etwa $0{,}75\ \mu = 75\%$ der Leerlaufverstärkung beträgt. Aus $R_a = 5\ R_i$ resultiert ein Wert von etwa 83%. Betrachtet man noch $R_a = 10\ R_i$, so ergibt sich trotz Verdopplung von R_a in diesem Bereich nur ein Verstärkungszuwachs um etwa 8% auf 91%. Die Darstellung zeigt, daß sich mit $R_a \approx (3 \text{ bis } 5)\ R_i$ eine recht gute *Spannungs*verstärkung erzielen läßt, die insbesondere in Vorstufen erwünscht ist.

3.2.3. Die Leistungsverstärkung der Röhre

Bei einer Anzahl von Anwendungsgebieten interessiert nicht die maximale Spannungsverstärkung, sondern die von der Triode an den Arbeitswiderstand (Wirkwiderstand) abgegebene Wechselstromleistung (z. B. die einem Lautsprecher zugeführte

Sprechleistung). Fließt Gleichstrom über einen Ohmschen Widerstand, dann errechnet sich die an den Widerstand abgegebene Gleichstromleistung P_{-} zu

$$P_{-} = U \cdot I. \tag{3.29}$$

Gleiche Phasen von Strom und Spannung vorausgesetzt, ergibt sich die Wechselstromleistung zu

$$P_{\sim} = \widetilde{U} \cdot \widetilde{I}, \tag{3.30}$$

d. h., die an einen Ohmschen Widerstand abgegebene Wechselstromleistung (Wirkleistung) errechnet sich aus dem Produkt der Effektivwerte von Strom und Spannung. Bemerkt sei, daß für die Effektivwerte in der Literatur vielfach auch die Größen U_{eff} und I_{eff} stehen. Zwischen dem Spitzenwert und dem Effektivwert besteht bei einer sinus- bzw. kosinusförmig verlaufenden Wechselgröße der Zusammenhang

$$\widetilde{U} = \frac{\widehat{U}}{\sqrt{2}} \approx 0{,}7 \cdot \widehat{U}, \tag{3.31}$$

$$\widetilde{I} = \frac{\widehat{I}}{\sqrt{2}} \approx 0{,}7 \cdot \widehat{I}. \tag{3.32}$$

Damit ergibt sich

$$P_{\sim} = \frac{1}{2} \cdot \widehat{U} \cdot \widehat{I}. \tag{3.30a}$$

Die Leistung, in diesem speziellen Fall die Wechselstromleistung, wird zu Null, wenn der Strom oder die Spannung bzw. beide zu Null werden. Im Fall $R_a = 0$ wird $\widehat{U} = 0$ und damit $P_{\sim} = 0$. Das gleiche gilt für $R_a \to \infty$. Dann geht $\widehat{I} \to 0$ und damit $P_{\sim}$ ebenfalls gegen Null. Aus der Zweipoltheorie läßt sich ableiten, daß von einer Stromquelle mit einem bestimmten Innenwiderstand R_i, und als solche muß hier die Röhre mit ihrem Wechselstromwiderstand R_i betrachtet werden, unter der Voraussetzung

$$R_i = R_a \text{ (Anpassungsfall)}$$

die maximale Leistung an R_a abgegeben wird (Bild 60). Für

eine vorgegebene Gitterwechselspannung läßt sich im Anpassungsfall für eine Röhre mit bekanntem S und D die maximale Wechselstromleistung nach der Beziehung

$$P_{\sim max} = \frac{1}{8} \cdot \widehat{U}_g^2 \cdot \frac{S}{D} \qquad (3.33)$$

errechnen. Der in Gleichung (3.33) auftretende Quotient

$$G_r = \frac{S}{D} \qquad (3.34)$$

wird als *Güte* oder *Gütefaktor* der Röhre bezeichnet. Damit bestimmen Steilheit und Durchgriff bzw. über Gleichung (3.6) 2 andere Kennwerte der Röhre die bei vorgegebener Gitterwechselspannung maximal an R_a abgegebene Wechselstromleistung.

Die in Gleichung (3.30a) errechnete Wechselstromleistung läßt sich im I_a/U_a-Kennlinienfeld als Fläche (Dreieck) darstellen (Bild 61). In diesem Bild sind noch weitere Flächen enthalten, denen eine bestimmte Bedeutung zukommt. Durch I_{a_0} wird nach oben, durch U_{a_0} nach links, durch U_B nach rechts eine Fläche begrenzt, deren Flächeninhalt die an den Arbeitswiderstand abgegebene Gleichstromleistung

$$P_{-} = (U_B - U_{a_0})\, I_{a_0} \qquad (3.35)$$

repräsentiert. Diese Leistung (Verlustleistung) wird an R_a ohne Nutzen in Wärme umgesetzt. Eine weitere Fläche, begrenzt durch I_{a_0} nach oben, $U_a = 0$ nach links und U_{a_0} nach rechts, läßt sich einzeichnen. Sie stellt die an der Anode der Röhre in Wärme umgesetzte Anodenverlustleistung P_Q dar. Wird die Röhre — wie im vorliegenden Bild gezeigt — ausgesteuert, dann ist von dieser Fläche das Dreieck

$$P_{\sim} = \frac{1}{2} \widehat{I}_a \cdot \widehat{U}_a \,, \qquad (3.30\,a)$$

d. h. die Wechselstromleistung an R_a abzuziehen. P_Q verringert sich bei bleibendem Arbeitspunkt mit größer werdender Aussteuerung.

Die gesamte von der Stromquelle zu liefernde Gleichstrom-

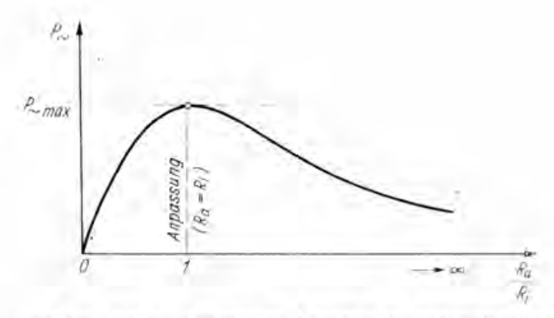


Bild 60 An R_a abgegebene Leistung in Abhängigkeit von R_a/R_i

leistung ergibt sich als Summe dieser Flächen entsprechend der Beziehung

$$P_{B_} = U_B \cdot I_{a_0}. \tag{3.36}$$

Als Wirkungsgrad η der Röhre gibt man das Verhältnis von Wechselstromleistung zu zugeführter Gleichstromleistung entsprechend Gleichung (3.36) an, d. h.,

$$\eta = \frac{P_{\sim}}{P_{B\sim}}. \tag{3.37}$$

Der Wirkungsgrad wird meist in Prozent angegeben und liegt für NF-Endröhren bei tragbaren Verzerrungen zwischen 25 bis 40 %.

3.2.4. Die Wahl des Arbeitspunkts

Die Bedingung $R_i = R_a$ legt zwar die Richtung der Widerstandsgeraden (Arbeitsgeraden) im I_a/U_a-Kennlinienfeld fest; das ergibt jedoch noch keine Aussage über die Wahl des günstigsten Arbeitspunkts (Bild 62). Die Lage der Widerstandsgeraden wird durch U_B, die Lage des Arbeitspunkts auf ihr durch U_{g_0} bestimmt. Bei Bestimmung der Lage der Widerstands-

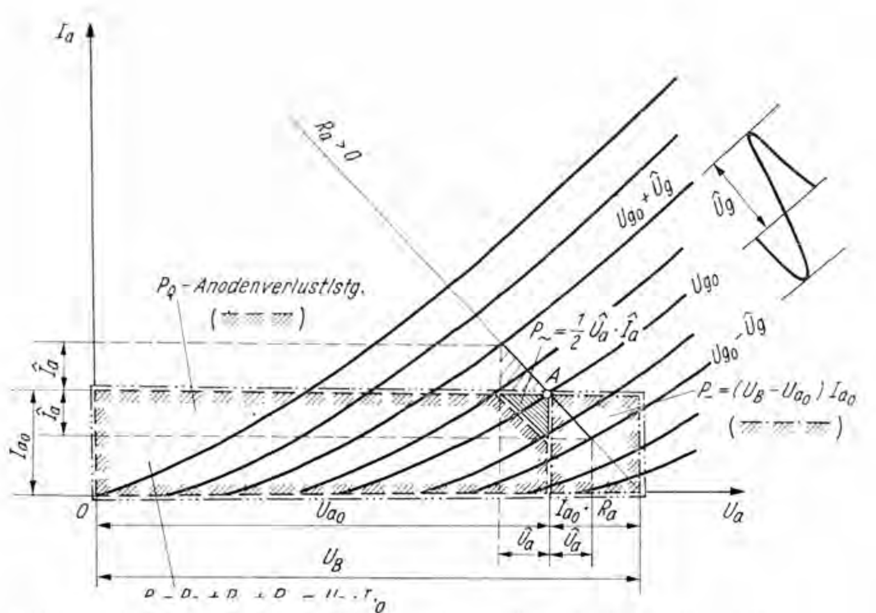


Bild 61 Leistungsverhältnisse an der Röhre; dargestellt im I_a/U_a-Kennlinienfeld

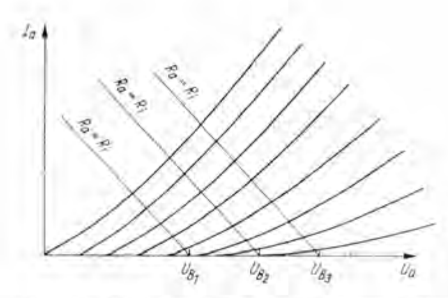


Bild 62 Mögliche Lagen der Widerstandsgeraden im I_a/U_a-Kennlinienfeld bei vorgegebenen Betriebsspannungen

geraden und des Arbeitspunkts sind einige Forderungen zu berücksichtigen:

- möglichst hohe Verstärkung,
- geringe Verzerrungen,
- Einhalten der konstruktiv bedingten Röhrengrenzwerte (maximal zulässige Anodenverlustleistung, maximal zulässige Anodenspannung).

Ganz allgemein läßt sich deshalb das I_a/U_a-Kennlinienfeld begrenzen. Die durch den gewählten Arbeitspunkt erzeugte Anodenverlustleistung (vergleiche Bild 61) darf den vom Hersteller angegebenen Maximalwert $P_{Q\,max}$ nicht überschreiten, d. h.,

$$P_Q \leqq P_{Q\,max}.$$

Diese obere Begrenzung (Verlustleistungshyperbel) läßt sich entsprechend der Beziehung (ohne Aussteuerung!)

$$P_Q = U_a \cdot I_a \qquad (3.38)$$

und Umstellung nach

$$I_a = \frac{P_{Q\,max}}{U_a}$$

leicht in das I_a/U_a-Kennlinienfeld einzeichnen. Als rechte Grenze ergibt sich die maximal zulässige Anodenspannung $U_{a\,max}$ und als linke Begrenzung die I_a/U_a-Kennlinie mit U_g etwa -1 V (Gitterstromeinsatz ist zu vermeiden) als Para-

meter. Eine ideale Triode hat I_a/U_a-Kennlinien mit gleichbleibenden Abständen; der Durchgriff bleibt über das gesamte Kennlinienfeld konstant. Die reale Triode zeigt hiervon Abweichungen — Bild 63. Steuert man daher die Arbeitsgerade in das Gebiet großer negativer Gitterspannungen aus, dann entstehen Verzerrungen der Ausgangsgröße. Der nutzbare Teil des Kennlinienfelds wird damit auch nach unten begrenzt. Zweckmäßig ist es, die Widerstandsgerade nun durch Parallelverschieben so in dieses begrenzte Kennlinienfeld zu legen, daß sie die Verlustleistungshyperbel gerade berührt (evtl. geringfügig schneidet) — Bild 64. Die maximal mögliche Aussteuerung ergibt sich durch die Begrenzung der Widerstandsgeraden (Gitterstromeinsatz und Durchgriffsverzerrungen). Der Arbeitspunkt liegt damit etwa in der Mitte des nutzbaren Teiles und bestimmt die Gittervorspannung U_{g_0}. Damit man geringe Verzerrungen erhält, ist Gleichheit der Strecken a und b in Bild 64 anzustreben.

Die zur Wahl der Lage der Widerstandsgeraden und des Arbeitspunkts aufgestellten Bedingungen fordern sich teilweise entgegenwirkende Maßnahmen. Man wird daher vielfach durch mehrmaliges Probieren, evtl. durch Verwendung einer anderen Röhre und mit entsprechenden Kompromissen in bezug auf maximale Wechselstromleistung bei geringen Verzerrungen, das gewünschte Ziel anstreben.

Oft werden die bei der Verstärkung entstehenden Verzerrungen genannt. Man faßt sie unter dem Begriff *Klirrfaktor* zusammen und definiert als Klirrfaktor k das Verhältnis vom Effektivwert des Stromes bzw. der Spannung aller durch die nichtlineare Verstärkung entstandenen Oberwellen zum Effektivwert des Gesamtstroms bzw. der Gesamtspannung

$$k = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} \tilde{I}_i^2}{\sum_{i=0}^{n} \tilde{I}_i^2}}; \qquad (3.39)$$

$\tilde{I}_0$ = Effektivwert der Grundwelle.

$\tilde{I}_1$ = Effektivwert der 1. Oberwelle usw.

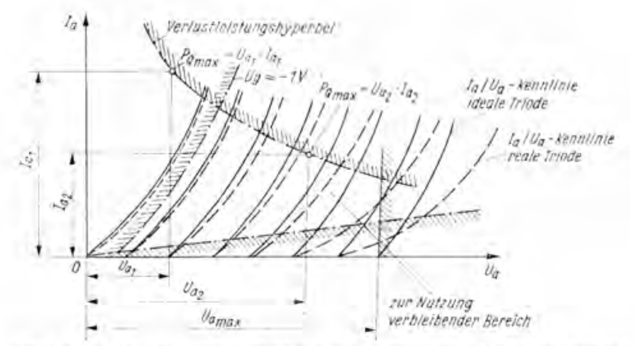


Bild 63 I_a/U_a-Kennlinienfeld mit eingezeichnetem Nutzungsbereich

Bild 64 Grafische Ermittlung des Klirrfaktors aus dem I_a/U_a-Kennlinienfeld

Die Angabe des Klirrfaktors erfolgt in Prozent, wobei ein Klirrfaktor von maximal etwa 10 % als höchstzulässige Grenze bei Tonübertragungen gilt.
Für den praktischen Gebrauch reicht folgende Näherung völlig aus (nur Berücksichtigung der 1. und 2. Oberwelle)

$$k \approx \sqrt{\frac{\tilde{I}_1^2 + \tilde{I}_2^2}{\tilde{I}_0^2 + \tilde{I}_1^2 + \tilde{I}_2^2}}\,. \tag{3.40}$$

Diesen Näherungswert erhält man aus dem I_a/U_a-Kennlinienfeld durch eine einfache Rechnung. Man vergleiche dazu Bild 64. Nach [4] gelten folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned} \tilde{I}_0 &= \frac{I_{a1} + I_{a2} - I_{a3} - I_{a4}}{3}, \\ \tilde{I}_1 &= \frac{2\,I_{a0} - I_{a1} - I_{a4}}{4}, \\ \tilde{I}_2 &= \frac{2\,I_{a2} - I_{a1} + I_{a4} - 2\,I_{a3}}{6}. \end{aligned} \tag{3.41}$$

Durch Berechnen dieser Effektivwerte, Quadrieren, Summation, Division der Summanden und Radizieren des Quotienten ergibt sich schließlich k entsprechend Gleichung (3.40).

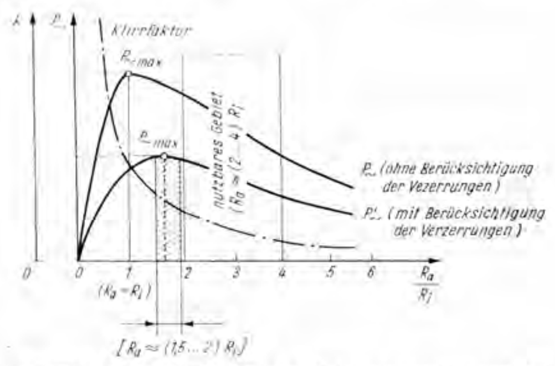


Bild 65 Zur Wahl des optimalen R_a bei Leistungsverstärkung mit Trioden

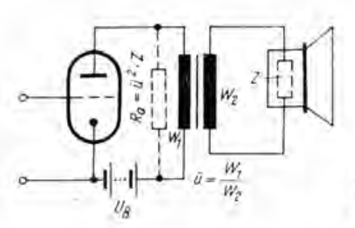


Bild 66
Widerstandstransformation mittels Ausgangsübertrager

Trägt man den Klirrfaktor über dem Verhältnis R_a/R_i auf, so zeigt sich im Falle der Triode ein fallender Verlauf mit wachsendem R_a. Unter der Voraussetzung $R_a = R_i$ ergibt sich ein relativ großer Klirrfaktor (Bild 65). Die in Bild 53 dargestellte Leistungskurve $P_\sim$ (ohne Berücksichtigung des Leistungsabfalls durch Verzerrungen) wurde zum Vergleich nochmals eingezeichnet. Zeichnet man in das gleiche Bild die Leistungskurve $P_\sim$ mit Berücksichtigung der Verzerrungen, so zeigt sich ein wesentlich flacherer Verlauf mit nicht sehr stark ausgeprägtem Maximum bei $R_a \approx (1{,}5 \text{ bis } 2)\, R_i$. Im Gebiet $R_a \approx (3 \text{ bis } 4)\, R_i$ ergibt sich gegenüber dem Maximum bei $R_a \approx (1{,}5 \text{ bis } 2)\, R_i$ noch kein wesentlicher Leistungsrückgang, allerdings ist der Klirrfaktor erheblich abgesunken. Aus diesen Erwägungen heraus arbeitet man bei Leistungsverstärkern für Tonübertragungen nicht mit Anpassung, d. h. $R_i = R_a$, sondern verwendet bei Leistungstrioden einen Arbeitswiderstand

$$R_a \approx (2 \ldots 4)\, R_i.$$

3.2.5. Die Anpassung des Verbrauchers

Aus den bisherigen Betrachtungen könnte der Trugschluß entstehen, daß im Falle der Leistungsverstärkung die erzeugte Wechselstromleistung an einem fest in die Schaltung eingebauten Widerstand R_a in Wärme umgesetzt wird. R_a ist in diesem Fall nur als Ersatzangabe verwendet worden. In der praktischen Schaltung einer Leistungsstufe wird dieses R_a z. B. durch den Wechselstromeingangswiderstand des Lautsprechers

gebildet. Da dieser Wert in den meisten Fällen sehr niedrig liegt, macht sich vielfach die Anpassung an die Röhrenstufe mittels eines Ausgangsübertragers (Widerstandstransformation) erforderlich (Bild 66).
Der in den Anodenkreis der Röhre transformierte Widerstand (Wechselstromwiderstand!) errechnet sich nach der Formel

$$R_a = \ddot{u}^2 \cdot Z; \qquad (3.41)$$

Z = Impedanz der Lautsprecherschwingspule bei 800 Hz in Ω,
ü = Verhältnis der Übertragerwindungszahlen entsprechend Bild 66.
Es gilt dabei

$$Z \approx 1{,}4 \cdot R_L;$$

R_L = Gleichstromwiderstand der Lautsprecherschwingspule.
Ausführliche Angaben zur Dimensionierung und Berechnung von Ausgangsübertragern sind z. B. in [5], [7] und [14] enthalten.
Die im Anodenkreis der Röhre liegende Übertragerwicklung besitzt nur einen sehr geringen Gleichstromwiderstand. Die Anode erhält damit praktisch die volle Betriebsspannung U_B.
Der Arbeitspunkt ergibt sich bei diesem Betriebsfall als Schnitt-

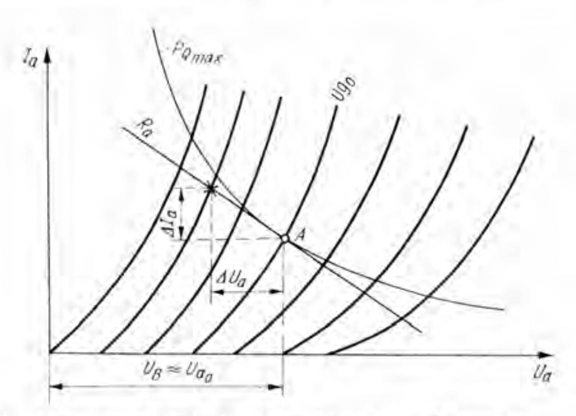


Bild 67 Arbeitsgerade im I_a/U_a-Kennlinienfeld bei Übertragerkopplung

punkt von U_B und der I_a/U_a-Kennlinie mit U_{g_0} als Parameter. Durch diesen legt man die Widerstandsgerade für den in den Anodenkreis hineintransformierten Arbeitswiderstand (Bild 67). Dieser Aufbau kommt mit einer geringeren Betriebsspannung aus, weshalb er oft auch dann angewendet wird, wenn die Anpassung auch ohne Übertrager gewährleistet wäre. Ähnliche Eigenschaften hinsichtlich der erforderlichen Betriebsspannung ergeben sich bei der Verwendung einer Drossel im Anodenkreis.

4. Die Tetrode und die Pentode

4.1. Der Aufbau von Mehrgitterröhren

In Gleichung (3.34) wurde der entscheidende Einfluß von Steilheit und Durchgriff auf die Verstärkung der Röhre gezeigt. Mit Hilfe spezieller Technologien bei der Röhrenherstellung lassen sich Steilheiten von etwas weniger als 20 mA/V erreichen. Damit gelingt keine grundsätzliche Verbesserung des S/D-Verhältnisses. Erst durch den Einbau mehrerer Gitter kann der Durchgriff der Anode erheblich vermindert werden. Zu diesem Zweck ordnet man zwischen dem in unmittelbarer Nähe der Katode liegenden Steuergitter (Gitter 1) und dem Anodenzylinder bei der Tetrode ein weiteres Gitter an, das Schirmgitter (Gitter 2), und bei der Pentode 2 weitere Gitter, das Schirmgitter (Gitter 2) und das Bremsgitter (Gitter 3). Sie ähneln in ihrem Aufbau dem Steuergitter der Triode.

4.2. Kennwerte und Kennlinien von Tetrode und Pentode

Das Schirmgitter erhält in Verstärkerschaltungen ein konstantes positives Potential. Es ist wechselstrommäßig über einen ausreichend dimensionierten Kondensator zu erden. Durch das zwischengelegte Schirmgitter geht der Durchgriff der Anode in Tetroden auf einen Bruchteil des Wertes bei Trioden zurück, während der Wert der Steilheit erhalten bleibt. Die Güte der Röhre steigt damit erheblich. Zwar hat das Schirmgitter einen nicht zu vernachlässigenden Einfluß auf den Strom zwischen Katode und Anode, denn es gilt für die Steuerspannung der Tetrode

$$U_{st} = U_{g_1} + D_1 U_{g_2} + D_1 \cdot D_2 U_a, \qquad (4.1)$$

wobei der Durchgriff der Anode $D_1 \cdot D_2 \approx 1\,\%$ gesetzt werden

kann, aber bei der wechselstrommäßigen Betrachtung folgt wegen U_{g2} = const. und damit $\mathfrak{U}_{g2} = 0$ (Kurzschluß durch entsprechenden Kondensator!)

$$\mathfrak{U}_{st} = \mathfrak{U}_{g_1} + D_1 \cdot D_2 \, \mathfrak{U}_a \approx \mathfrak{U}_{g_1}. \tag{4.2}$$

Der Anodenwechselstrom wird also fast nur von der Gitterwechselspannung gesteuert.

Dieser Röhrenaufbau hat allerdings einen erheblichen Nachteil. Die mit hoher Geschwindigkeit auf die Anode prallenden Elektronen schlagen aus der Anode Sekundärelektronen heraus. Liegt die Schirmgitterspannung U_{g_2} über der Anodenspannung U_a, dann fliegen diese Sekundärelektronen zum Schirmgitter und gehen damit dem Anodenstrom verloren. Der Schirmgitterstrom, der mit zunehmender Anodenspannung eine fallende Tendenz hat, steigt in diesem Bereich der Anodenspannung nochmals an (U_a = 10 bis 100 V, U_{g_2} = 100 V = const.).

Bei Anodenspannungen < 10 V tritt keine Sekundärelektronenemission auf, da die Elektronen nur mit relativ geringen Geschwindigkeiten auf die Anode prallen. Sehr deutlich läßt sich dieser Effekt am Verlauf der I_a/U_a-Kennlinie der Tetrode verfolgen (Bild 68). Dadurch eignet sich die Röhre für viele Zwecke nicht. Sie soll deshalb nicht weiter behandelt werden.

Man vermeidet diesen Effekt durch den Einbau eines Bremsgitters zwischen Schirmgitter und Anode. Es erhält durch eine

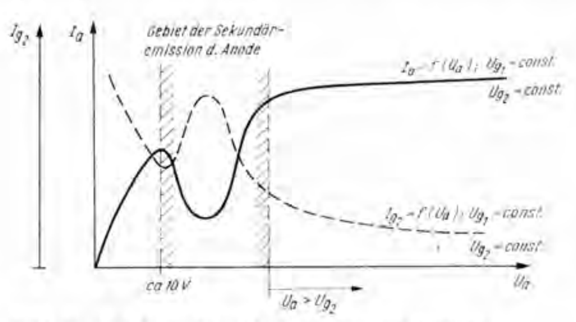


Bild 68 I_a/U_a- und I_{g2}/U_g-Kennlinie der Tetrode

Verbindung innerhalb der Röhre Katodenpotential bzw. wird gesondert herausgeführt und ist an die Katode oder an Masse zu legen. Es treibt infolge seines Potentials die emittierten Sekundärelektronen auf die Anode zurück.

Der Einbau dieses Bremsgitters vermindert den Anodendurchgriff nochmals. Es gilt

$$U_{st} = D_1 \cdot U_{g_1} + D_1 D_2 U_{g_2} + D_1 D_2 D_3 U_a \qquad (4.3)$$

und damit analog zur Tetrode mit $D_1 \cdot D_2 \cdot D_3 \approx 0$;

$$U_{st} \approx U_{g_1}. \qquad (4.4)$$

Wie bereits erläutert, ist der Durchgriff einer Elektrode auf eine andere unmittelbar mit der Kapazität zwischen beiden Elektroden verknüpft und ein großer Anodendurchgriff die Folge einer hohen Anoden-Katoden-Kapazität C_{ak} und damit einer hohen Gitter-Anodenkapazität C_{ga}. Über diese Kapazität wird ein Teil der Anodenwechselspannung auf das Gitter gekoppelt. Es kommt zu Rückwirkungen innerhalb der Röhre, die zur Selbsterregung führen können und oft bei Trioden mit relativ großem C_{ga} eine entsprechende Neutralisation dieser bei Verstärkern unerwünschten Koppelkapazität erfordern. In Oszillatorschaltungen wird dagegen diese hohe Gitter-Anoden-Kapazität zur Schwingungserzeugung genutzt.

Der geringe Anodendurchgriff bei Tetroden und Pentoden läßt auf ein sehr kleines C_{ga} schließen. Die Rückwirkungen innerhalb der Röhre sind daher sehr gering; eine Neutralisation ist aus diesem Grunde nicht erforderlich.

Für die Pentode gibt man meist ein Kennlinienfeld mit U_{g_1} als Abszisse, I_a und I_g als Ordinate, U_a, U_{g_2} und U_{g_3} als Parameter an. Es entspricht dem I_a/U_g-Kennlinienfeld der Triode. Ein weiteres Kennlinienfeld enthält die I_a/U_a- und I_{g_2}/U_a-Kennlinie mit U_{g_2} und U_{g_1} als Parameter. Dies entspricht dem I_a/U_a-Kennlinienfeld der Triode. Bild 69 zeigt beide Kennlinienfelder.

Auch in diesem Fall lassen sich, analog zur Triode, die Kennwerte Steilheit des Steuergitters S_1 und Innenwiderstand R_i auf grafischem Wege ermitteln. Es gilt

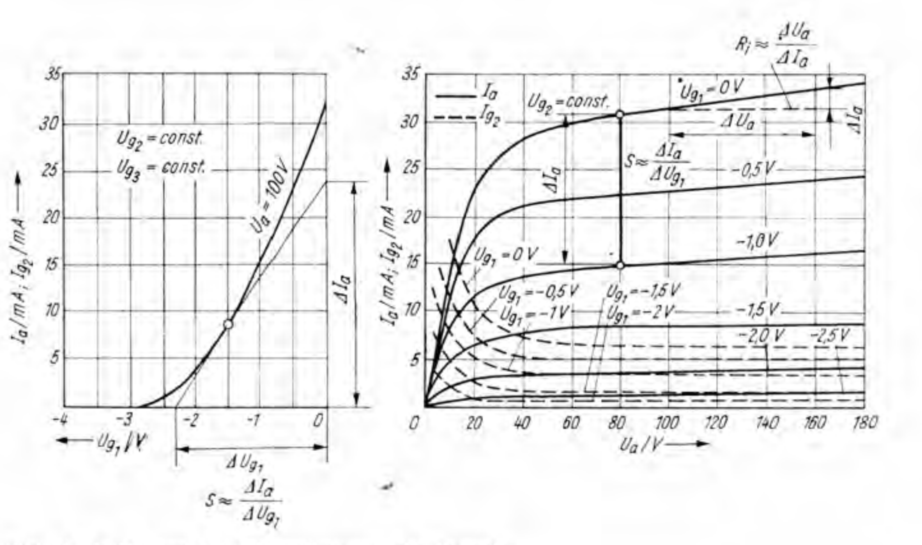


Bild 69 I_a/U_g- und I_a/U_a-Kennlinienfeld der Pentode

$$S_1 \approx \frac{\Delta I_a}{\Delta U_{g_1}} \quad \begin{vmatrix} U_a = \text{const.} \\ U_{g_2} = \text{const.} \\ U_{g_3} = \text{const.} \end{vmatrix} \tag{4.5}$$

bzw.

$$R_i \approx \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \quad \begin{vmatrix} U_{g_1} = \text{const.} \\ U_{g_2} = \text{const.} \\ U_{g_3} = \text{const.} \end{vmatrix} \tag{4.6}$$

Im Bereich $U_a \geq U_{g_2}$ verlaufen die I_a/U_a-Kennlinien sehr flach. Damit ergibt sich ein hoher Wert für R_i und entsprechend der Barkhausenschen Gleichung (3.6) ein sehr kleiner Anodendurchgriff. Er kann bei der Pentode nicht mehr direkt als konstante Größe aus den Kapazitäten zwischen den Elektroden bestimmt werden, da die zwischen Schirmgitter und Anode auftretende Stromverteilung seinen Wert gleichfalls beeinflußt. Ausführliche Betrachtungen dazu überschreiten den Rahmen.

Es sind noch einige Bemerkungen zur Stromverteilung innerhalb der Röhre notwendig. Bei $U_a < U_{g_2}$ wird ein Teil der von der Katode emittierten Elektronen zum positiveren Schirmgitter fliegen. Dieser Teilstrom verringert sich mit zunehmender Anodenspannung und erreicht für $U_a > U_{g_2}$ einen konstanten Wert. Allgemein gilt somit

$$I_k = I_a + I_{g_2} \text{ (für } U_{g_1} < -1\text{ V)}. \tag{4.7}$$

Der sich im Bereich des nur noch gering steigenden Teiles der I_a/U_a-Kennlinie einstellende hohe Innenwiderstand R_i ist ein weiterer Vorteil der Pentode. Wird z. B. im Ausgangskreis ein Schwingkreis angeordnet, dann liegt R_i parallel zum Kreis und bewirkt eine entsprechende Dämpfung. Bei Trioden beträgt die Größenordnung von R_i 67 Ω (*AD-1*-Endtriode) bis 62 kΩ (*ECC 83*; S = 1,6 mA/V!). Bei Pentoden liegen die Werte bei 40 kΩ (*EL-84*-Endpentode) bis 500 kΩ (*EF-80*-Hochfrequenzverstärker) und höher. Es ist einleuchtend, daß eine HF-Pentode mit ihrem hohen R_i unmittelbar an den Schwingkreis

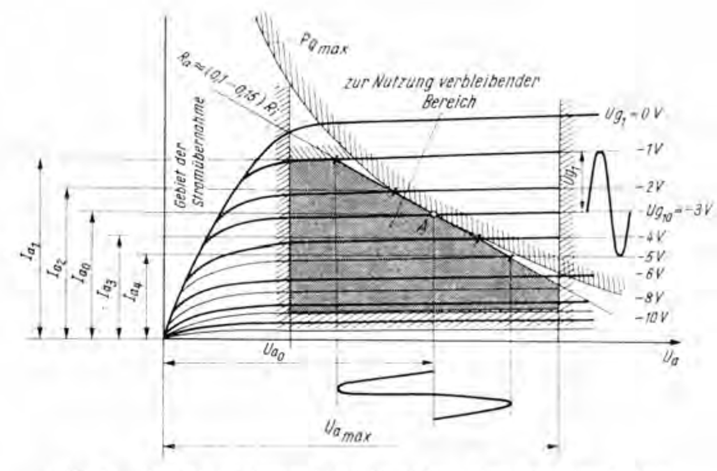


Bild 70 Pentode im dynamischen Betrieb mit Angabe zur grafischen Ermittlung des Klirrfaktors und eingezeichnetem Nutzungsgebiet

angekoppelt werden kann. Der niedrigere R_i der Trioden dagegen erfordert z. B. Anzapfungen der Spule.
Für die Verstärkung gilt bei der Pentode gleichfalls

$$\mathfrak{v} = \frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{U}_g} = -S \frac{R_i \cdot R_a}{R_i + R_a}$$

[vgl. Gleichung (3.25) und Gleichung (3.25f)].
Da bei der Pentode im allgemeinen $R_a \ll R_i$ und in einer Parallelschaltung (R_i und R_a liegen parallel) der kleinste Widerstand den Gesamtwiderstand bestimmt, so folgt die sehr einfache Näherungsformel

$$v \approx S \cdot R_a \quad (R_a \ll R_i). \tag{4.8}$$

Für die Pentode können wie bei der Triode Betrachtungen über Verzerrungen (Klirrfaktor) angestellt werden. Sie führen zu der Erkenntnis, daß der Klirrfaktor der Pentode höher liegt als der der Triode. Die wesentlich höhere Verstärkung in einer Pentode erlaubt aber eine die Verzerrungen zum Teil kompensierende

Gegenkopplung. Eine Abschätzung des Klirrfaktors bei Pentoden ist, wie bei der Triode gezeigt, am I_a/U_a-Kennlinienfeld möglich (Bild 70). Für Leistungsstufen mit Pentoden ergeben sich optimale Arbeitswiderstände bei

$$R_a \approx (0{,}1 \text{ bis } 0{,}15)\, R_i.$$

In [5] findet sich zum gleichen Zweck die Faustformel

$$R_a = \frac{U_{a_0}}{I_{a_0}}.$$

Die optimale Bemessung des Arbeitswiderstands für Hochfrequenz- und Niederfrequenzverstärkerstufen, die eine bestimmte Durchlaßcharakteristik aufweisen sollen, ist durch mehrere Faktoren der Schaltung gekennzeichnet. Der interessierte Leser findet Ausführungen dazu z. B. in [1] und [5].

Ähnlich wie bei der Triode ist es für einen nahezu verzerrungsfreien Betrieb erforderlich, den Nutzungsbereich im I_a/U_a-Kennlinienfeld einzuengen. Nach oben wird dieser Bereich durch die Leistungshyperbel, nach rechts durch die maximal zulässige Anodenspannung $U_{a\,max}$, nach unten durch das Gebiet des inkonstanten Durchgriffs begrenzt. Eine Begrenzung nach links ergibt sich durch die Stromübernahme des Schirmgitters. Sie ergibt einen starken Abfall des Anodenstroms bei abnehmender Anodenspannung. Auch bei der Pentode gilt die I_a/U_a-Kennlinie mit $U_g \approx -1$ V als Grenze für die zulässige Aussteuerung der Arbeitsgeraden nach oben hin.

5. Literaturhinweise

[1] Frühauf, H.: Elektronenröhren und Elektronische Schaltungen, Lehrbriefe für das Fernstudium, herausgegeben von der Technischen Universität Dresden, VEB Verlag Technik, Berlin 1963 bis 1966

[2] Ratheiser, L.: Rundfunkröhren — Eigenschaften und Anwendung, Neubearbeitete und wesentlich erweiterte Auflage, Regelin's Verlag, Berlin-Hannover 1949

[3] Barkhausen, H.: Lehrbuch der Elektronenröhren und ihrer technischen Anwendungen
Band I Allgemeine Grundlagen
Band II Verstärker
Band III Rückkopplung
Band IV Gleichrichter und Empfänger
S. Hirzel Verlag, Leipzig

[4] Däschler, A., und Schilplin, G.: Elektronenröhren, 4., verbesserte Auflage, Archimedes Verlag, Kreuzlingen 1964

[5] Schröder, H.: Elektrische Nachrichtentechnik, Band II, Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik GmbH, Berlin-Borsigwalde 1966

[6] Rothe, H., und Kleen, W.: Bücherei der Hochfrequenztechnik
Band 2 Grundlagen und Kennlinien der Elektronenröhren
Band 3 Elektronenröhren als Anfangsstufen-Verstärker
Band 4 Elektronenröhren als End- und Senderverstärker
Band 5 Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter
Band 6 Das Verhalten der Elektronenröhren bei hohen Frequenzen
Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig

[7] Handbuch für Hochfrequenz- und Elektrotechniker. Herausgegeben von C. Rint/K. Kretzer. Band I, Band II, Band IV, Band V, Band VII. Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik GmbH, Berlin-Borsigwalde

[8] Telefunken-Laborbuch. Herausgeber: Telefunken GmbH, Band I bis III, Franzis-Verlag, München.

[9] Bergtold, F.: Mathematik für Radiotechniker und Elektroniker. Franzis-Verlag, München 1958

[10] Meinke, K., und Gundlach, F. W.: Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg 1956, S. 583 ff.

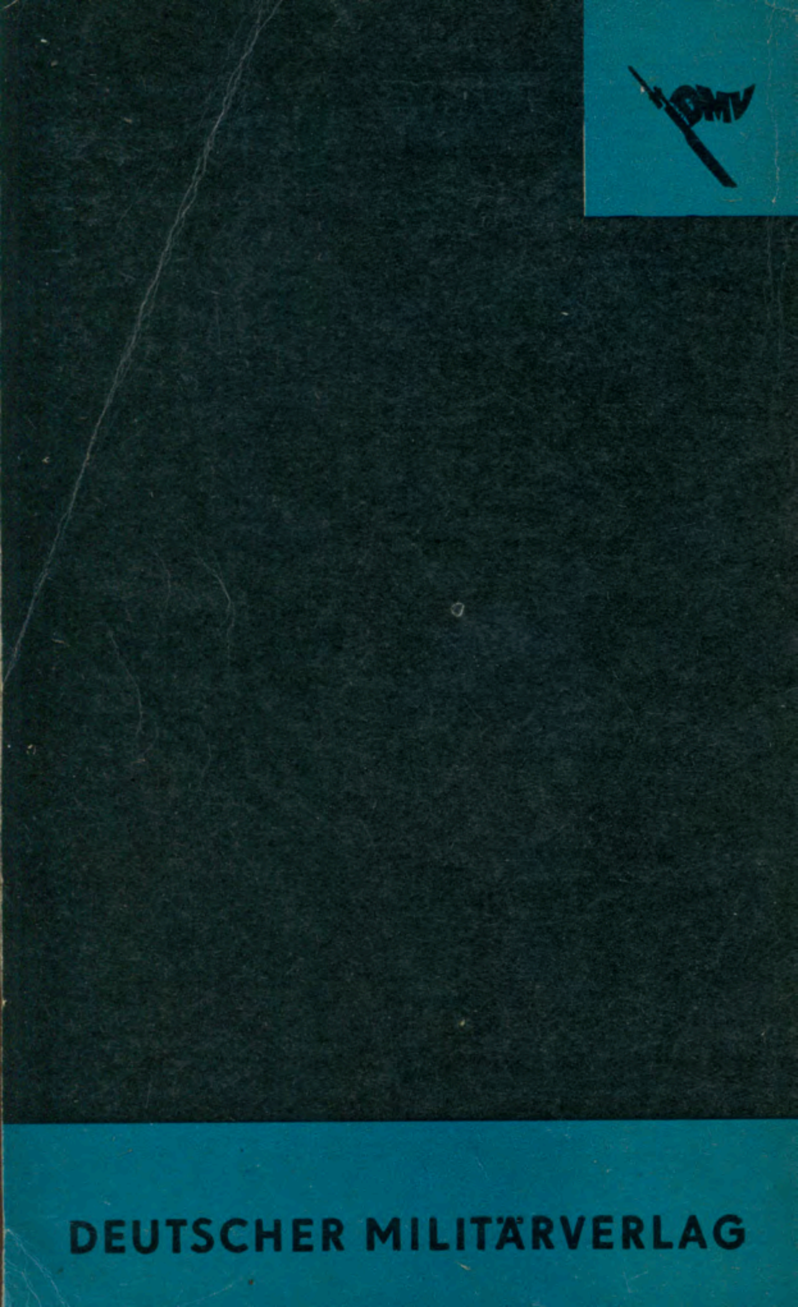
[11] Hütte – des Ingenieurs Taschenbuch, 28. Auflage, Verlag von Wilhelm Ernst & Sohn, Berlin/München 1962, Kapitel 5

[12] Lunze, K.: Berechnung elektrischer Stromkreise, 5. Auflage, VEB Verlag Technik, Berlin 1967

[13] Mikoajczyk, P., und Paszkowski, B.: elektronic-universal VADE-MECUM. WYDAWNICTWA NAUKOWO-TECHNICZNE, Warszawa 1964 (Kennlinien und Kennwerte von Elektronenröhren und Halbleitern; zwei Bände; siebensprachig).

[14] Freitag, K.: Passive Bauelemente der Schwachstromtechnik. Lehrbriefe für das Fernstudium, herausgegeben von der Technischen Universität Dresden, VEB Verlag Technik, Berlin 1964 bis 1966

1.— 15. Tausend
Deutscher Militärverlag · Berlin 1967
Lizenz-Nr. 5
Lektor: Sonja Topolov
Typografie: Günter Hennersdorf
Zeichnungen: Wilhelm Kaufmann
Vorauskorrektor: Hans Braitinger
Korrektor: Ingrid Peuther
Hersteller: Werner Briege
Gesamtherstellung: Druckerei Märkische Volksstimme Potsdam
A 650
1,90


DMV
DEUTSCHER MILITÄRVERLAG